

レーザーフォーカス変位計による液膜厚さの測定

著者	波津久 達也
学位授与機関	東京商船大学
学位授与年度	1996
URL	http://id.nii.ac.jp/1342/00000659/

修 士 論 文

題 目 レーザーフォーカス変位計による液膜厚さの測定

指導教官 賞雅寛和

大学院商船学研究科
課程名 商船システム工学専攻

学籍番号・氏名 95113 波津久達也

平成 9 年 1 月 31 日 提 出



レーザーフォーカス変位計による 液膜厚さの測定

東京商船大学 商船学研究科 商船システム工学専攻

学籍番号：9 5 1 1 3 波津久達也

目次

第 1 章 序論

1-1	研究の意義と方向性	3
1-2	本研究の目的	4
1-3	記号	5

第 2 章 従来より用いられている液膜厚さの測定手法

2-1	触針法	7
2-2	静電容量法	7
2-3	電気抵抗法	8
2-4	三角測量方式のレーザー変位計	9

第 3 章 レーザーフォーカス変位計による液膜厚さの測定

3-1	レーザーフォーカス変位計(LFD)	10
3-1-1	LFD 原理説明	
3-1-2	LFD 特徴・利点	
3-2	LFD による液膜厚さ測定方法	18
3-2-1	透明壁裏面からの測定方法	
3-2-2	液膜界面側からの測定方法	
3-3	LFD の測定精度と屈折誤差の補正	21
3-3-1	屈折補正係数（スネルの法則）	
3-3-2	屈折補正係数の検討（静止液）	
3-3-3	両方向測定による屈折補正係数の検討（動液膜）	
3-3-4	薄液膜の測定	

第4章 鉛直壁面を流下する液膜の流動特性

4-1	実験装置及び方法	37
4-1-1	実験装置	
4-1-2	液膜厚さのデータ入手方法	
4-1-3	波速度の測定方法	
4-2	実験条件	46
4-2-1	流下液膜厚さの時間変動測定実験	
4-2-2	液膜界面に形成される波の移動速度の測定	
4-3	実験結果及び考察	48
4-3-1	液膜界面の波動形態	
4-3-2	確率密度関数で評価する液膜波動の特徴	
4-3-3	平均液膜厚さ	
4-3-4	最大・最小液膜厚さ・平均波高	
4-3-5	液膜波動の統計的検討	
4-3-6	波速度	
4-3-7	液膜波動特性と最大液膜厚さの相関（実験式の作成）	

第5章 結語

5-1	LFDによる液膜厚さの測定	78
5-2	鉛直壁面を流下する液膜の流動特性	78

謝辞	79
----	----

参考文献	80
------	----

第1章 序

1-1 研究の意義と方向性

壁面に沿って流れる液膜の流動は運動量、熱、物質輸送の媒体として利用され、ボイラ、化学プラント及び原子炉など各種工業機器類に幅広く応用されている。このため液膜流の流動特性、すなわち液膜内速度分布及び乱流強度、液膜界面での波の時空間的不規則変動特性等を知ることは、これらの工業装置の設計、高効率化、運転特性の予測を行う際に必要となる熱、物質移動現象の理論解析及び計算モデル等を構築していく上で極めて重要となる。

しかしながら、液膜の界面には常に表面張力やせん断応力、気液成分内の圧力及び乱流速度成分等に起因する振動や複雑な波動を生じるため、運動量変化を伴わない等温系、また界面にせん断応力が働かない流下液膜においてもかなり複雑な流動形態になり、その物理値のすべてを知ることは難しい。液膜流の研究はその流路における液膜厚さや熱伝達率を知ることを目的に、時空間的平均値としてマクロに整理することから始まっている。特に平均液膜厚さと流量の関係については数多くの解析結果が示されており、実験値との比較も行われている。測定はほとんどが締切法（実験区間への液体の出入りを同時に停止し実験区間に残留した量を測定する）か写真法（液膜の輪郭写真によって厚さを求める）によって行われており、各研究者のデータはよく一致している。しかしながらこれらのマクロな実験モデルから得られる情報には限界がきており一つの研究ステップとして終了したといえよう。

そこで諸プラントの機器性能及び安全解析正確度のより一層の向上を目的に液膜厚さの時間的及び空間的な変動や分布をより詳しく知ることが必要になり、近年、光線吸収法、光線反射法、電気抵抗法、静電容量法、触針法、三角測量方式のレーザー変位計などによる測定が行われ、これらのデータ解析により波の形状や速度などを見積もる試みが一般的に広く行われるようになった。しかしながらこれらの手法は各々に原理的な短所を多く有しており正確な測定が得られているとは言い難く、現在も液膜流の流動特性に関する信頼できる実験的研究の不足がその進展を妨げているという状況である。

1-2 本研究の目的

以上のような研究状況を背景として、本研究では鉛直壁面に沿って発達しながら流下する液膜の厚さを原理上精度が高く液膜への接触がないレーザーフォーカス変位計（キーエンス社，ロングレンジレーザーフォーカス変位計 LT-8100：以下 LFD という）により測定する。LFD は壁面に沿って流れる液膜にレーザー光を照射し、液膜の表面と壁面からのそれぞれの反射光を取り込んで液膜厚さを測定するという全く新しい原理で、液膜の厚さ及び界面形状の時間変動を高精度に測定することができる。本研究の目的は以下の通りである。

1. LFD による液膜厚さの測定を試み、その原理、方法、測定精度を検討することによって、本手法の液膜流実験における有用性を立証する。
2. 従来よりあまり検討されてなかった助走区間における流下液膜の流動特性を、LFD を使用して調査し、その移動速度及び変形量等を基に液膜内部の流動特性を数値的に検討するための信頼あるデータを収集する。

1 - 3 記号 (Nomenclature)

NOTATION

C_w	wave velocity	(m/s)
F	fluctuation ($\Psi/\bar{\delta}$)	(-)
f_w	wave frequency	(1/s)
g	gravitational acceleration	(m/s ²)
h	wave height	(m)
h_{max}	maximum wave height	(m)
\bar{h}	average wave height	(m)
K	kurutosis	(-)
K_F	physical properties group ($\rho^3 \nu^4 g / \sigma^3$)	(-)
L	entry length	(m)
N_A	refractive index of the mediam between the transmitting LFD and the window (usually air, $N_A=1$)	(-)
N_F	refractive index of the fluid (for water, $N_F=1.32$)	(-)
N_W	refractive index of the window (for acrylic, $N_W=1.49$)	(-)
n	data size	(-)
N_{Cw}	dimensionless wave velocity [$C_w / (\nu g)^{1/3}$]	(-)
$N_{\delta_{max}}$	dimensionless maximum film thickness [$\delta_{max} (g/\nu^2)^{1/3}$]	(-)
N_{f_w}	dimensionless wave frequency [$f_w (\nu/g^2)^{1/3}$]	(-)
N_λ	dimensionless wave separation [$\lambda (g/\nu^2)^{1/3}$]	(-)
N_L	dimensionless entry length [$L (g/\nu^2)^{1/3}$]	(-)
Re	Reynolds number ($= \Gamma / \nu$)	(-)
S	skewness	(-)
t	time	(s)
U_0	average velocity ($= \Gamma / \bar{\delta}$)	(m/s)
u^*	friction velocity	(m/s)

Greek letters

α	dimensionless wave velocity (C_w/U_0)	(-)
Γ	volumetric flow rate per unit wetted perimeter	(-)
δ	liquid film thickness	(m)
$\bar{\delta}$	average film thickness	(m)
δ_{max}	maximum film thickness	(m)
δ_{min}	minimum film thickness	(m)
$\bar{\delta}^+$	dimensionless film thickness ($= \bar{\delta} u^*/\nu$)	(-)
κ_A	angle of the incident laser beam to the optical axis	(deg)
κ_F	angle of the laser beam within the fluid to the optical axis	(deg)
κ_W	angle of the laser beam within the window to the optical axis	(deg)
λ	wave separation	(m)
ν	kinematic viscosity of liquid	(m ² /s)
ρ	density of liquid	(kg/m ³)
σ	surface tension	(N/m)
Ψ	standard deviation	(m)
ω	phase angle	(deg)

第2章 従来より用いられている液膜厚さの測定手法

液膜流に関連する調査報告は、多種多様な流路条件及び実験条件下で幅広く実施されており、それと同時に液膜厚さの測定手法についても数多く提案されている。本章では従来より用いられている膜厚測定方法の代表例として、触針法、静電容量法、電気抵抗法、三角測量方式のレーザー変位計を取り上げ、それらの測定原理、方法および問題点について記述する。

2-1 触針法

原理・方法

触針法による液膜厚さ測定概念図を Fig. 2-1 に示す。

図のように液膜と触針で通電回路を構成すると、触針の先端が液膜に触れたときに正電圧が発生する。計算機のメモリー上にプローブ接触時の電圧信号を一定時間取り込んで、正電圧の割合を算定し液の存在割合を決める。マイクロメータで触針プローブの位置を変えながらそれぞれの位置における存在割合を計測することで液膜厚さの存在確率分布が得られる。平均液膜厚さ、最大・最小液膜厚さはこのようにして得られた液膜存在確率分布を基準にして決定される。

問題点

1. 触針先端部に接する液膜が表面張力の影響でもりあがり、液膜を実際よりも厚く測定する。特に液流速が低いほど強く現れ、小流量条件に対して測定限界を有している。
2. 測定の精度がプローブの形状と材質（強度）、カウンタトリガレベル、印加電圧などの影響を強く受ける。
3. 触針先端の静電容量のために高周波域で誤差が生じる。
4. 触針が波を崩すために小波（高周波）の測定が難しい。

2-2 静電容量法

原理・方法

静電容量法は 2 枚の電極板の静電容量が挟まれた空気層厚さで変化することを利用して液膜厚さを測定する方法であり、Fig.2-2 に示すように一方のプローブ電極は液

膜に接触しない程度に取り付けられ、もう一方の対向電極は流下面となる。システムの構成はプローブ先端の静電容量で周波数の決まる発振部、電圧変換の検波部、増幅回路となっている。このような回路でプローブ先端－対向電極間の空気層厚さと出力電圧との関係から液膜厚さを求めることができる。

問題点

1. 液膜厚さを電極間の空間平均値として捉えるために実界面の諸情報を正確に測定できない。
2. 得られる静電容量信号に電極間どうしの干渉成分が含まれるため、変動の少ない液膜界面情報のデータに信頼性がおくことができない。
3. 静電容量変化の出力信号と液膜厚さは線形関係ではなく、また時間特性と空間特性の変化による測定誤差を解消するために各実験ごとに複雑な校正が必要となり、作業効率が悪い。

2-3 電気抵抗法

原理・方法

Fig. 2-3 に電気抵抗法の測定概念図を示す。図のように液膜の流動部に挿入された2本の電極のうち、1本の電極に定電流を印加して、液膜厚さの変動に伴って変化する電極間の電気抵抗値をブリッジにより測定し、その値を液膜厚さに校正する。

問題点

1. 周囲環境、特に温度変化に対して回路の抵抗値が変わるため校正を頻繁に行う必要がある。
2. 液膜厚さに変換するためにホールドアップの校正が必要で液膜が薄くなるほど校正の精度が問題となる。また逆に液膜が厚くなると出力電圧の飽和現象が生じ、印加する電流と出力電圧との比例関係がなくなるため、校正が非常に複雑となる。
3. 電気伝導度によって測定値が変わる。よって水のような不安定な媒体は大気中に数日間放置するなどして電気伝導度の時間的变化が少なくなったものを使用しなければならない。
4. 液膜厚さをプローブ間の空間平均値として捉える。

2-4 三角測量方式のレーザー変位計

原理・方法

Fig. 2-4 に測定原理概念図を示す。図のように装置は発光素子と光位置検出素子の組み合わせで構成される。発光素子(半導体レーザー)の光は投光レンズを通し集光され、対象物に照射される。そして対象物から反射した光は受光レンズを通して光位置検出素子上にスポットを結ぶ。このとき光源から対象物までの距離が変化(図中 A, B)するとスポットも移動(図中 A', B')し、そのスポットの位置を検出することで対象物までの変位量を測定する。この装置を 2 台使用して液膜の形成される表面と裏面から同時に測定し、液膜厚さを算出する。

問題点

1. 界面の波立ちによって正反射光を探知できなくなり測定誤差を生じる。
2. 薄液膜を測定する場合、壁面で生じる乱反射の影響により界面の位置信号を識別するのが困難となる。

今後の液膜流に関する研究目的上、液膜厚さ、界面形状等の各物理値に対する測定精度の問題が決定的重要性を秘めているのは周知の通りであり、各研究者によってこれらをより高精度に測定しようとする試みがなされ、現在では上記のような電氣的に液膜厚さを測定する方法が主流となっている。しかしながら、上述の通りこれらの手法はいまだに原理的短所を多く有しており、なお一層の測定精度の向上が望まれている。

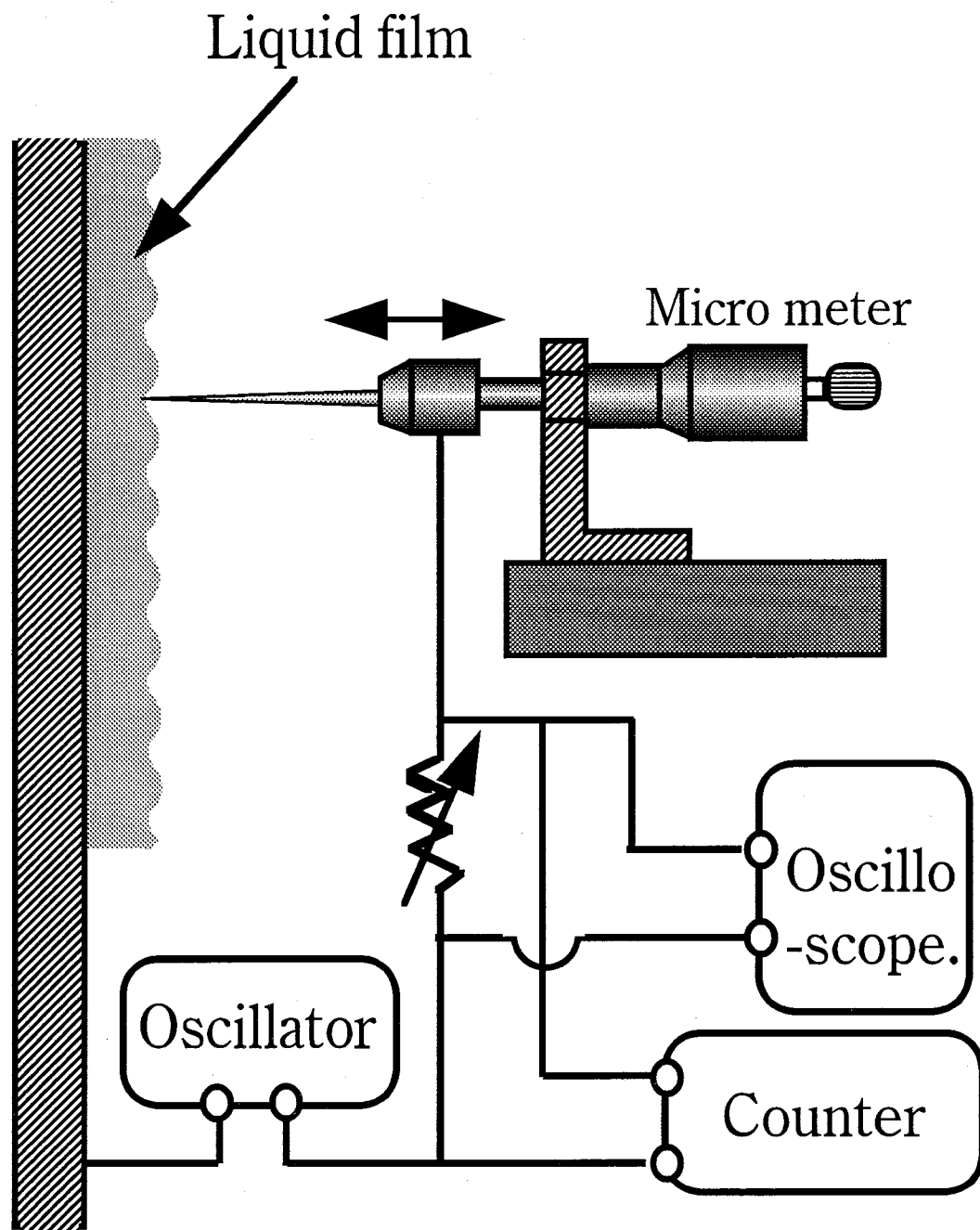


Fig. 2-1 Needle contact method

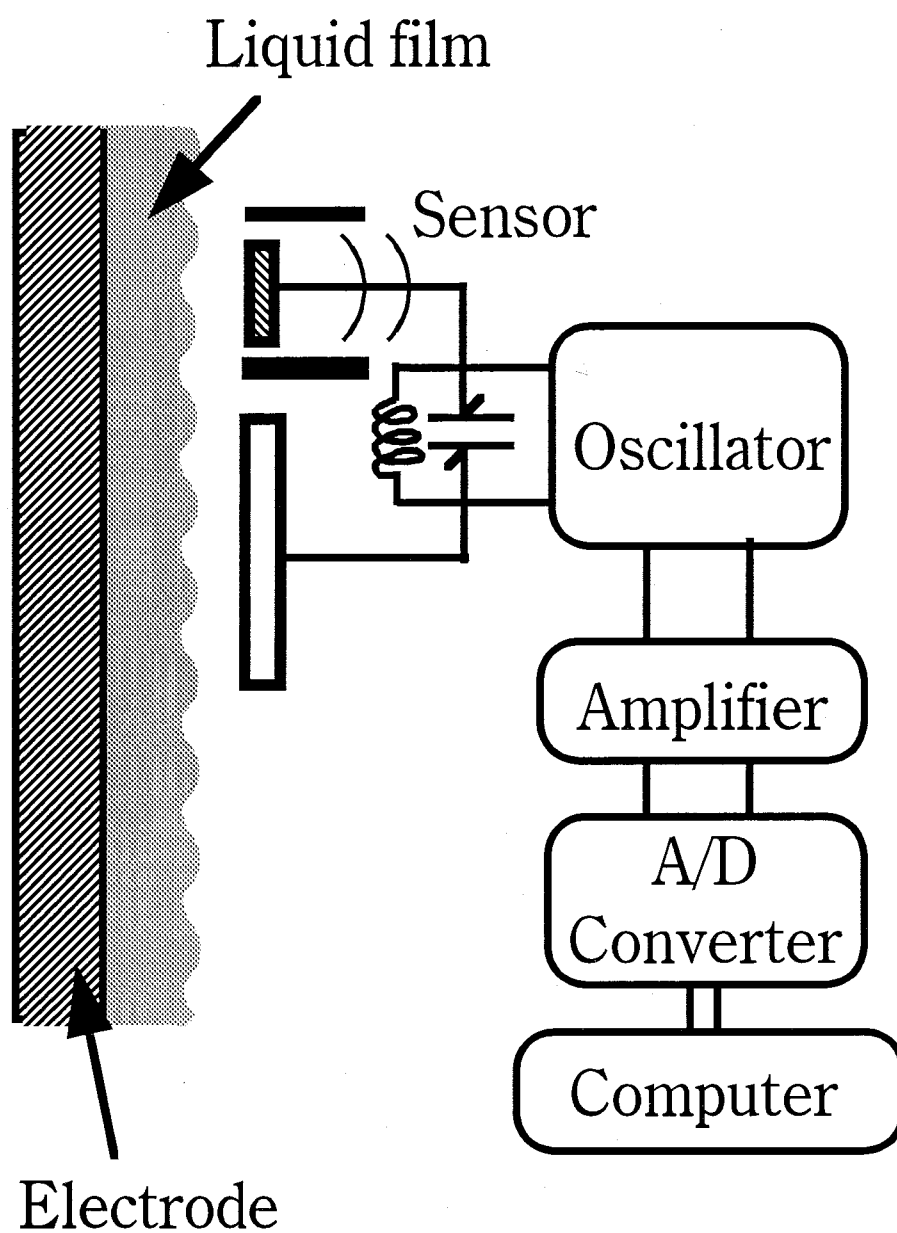


Fig. 2-2 Electric capacitance method

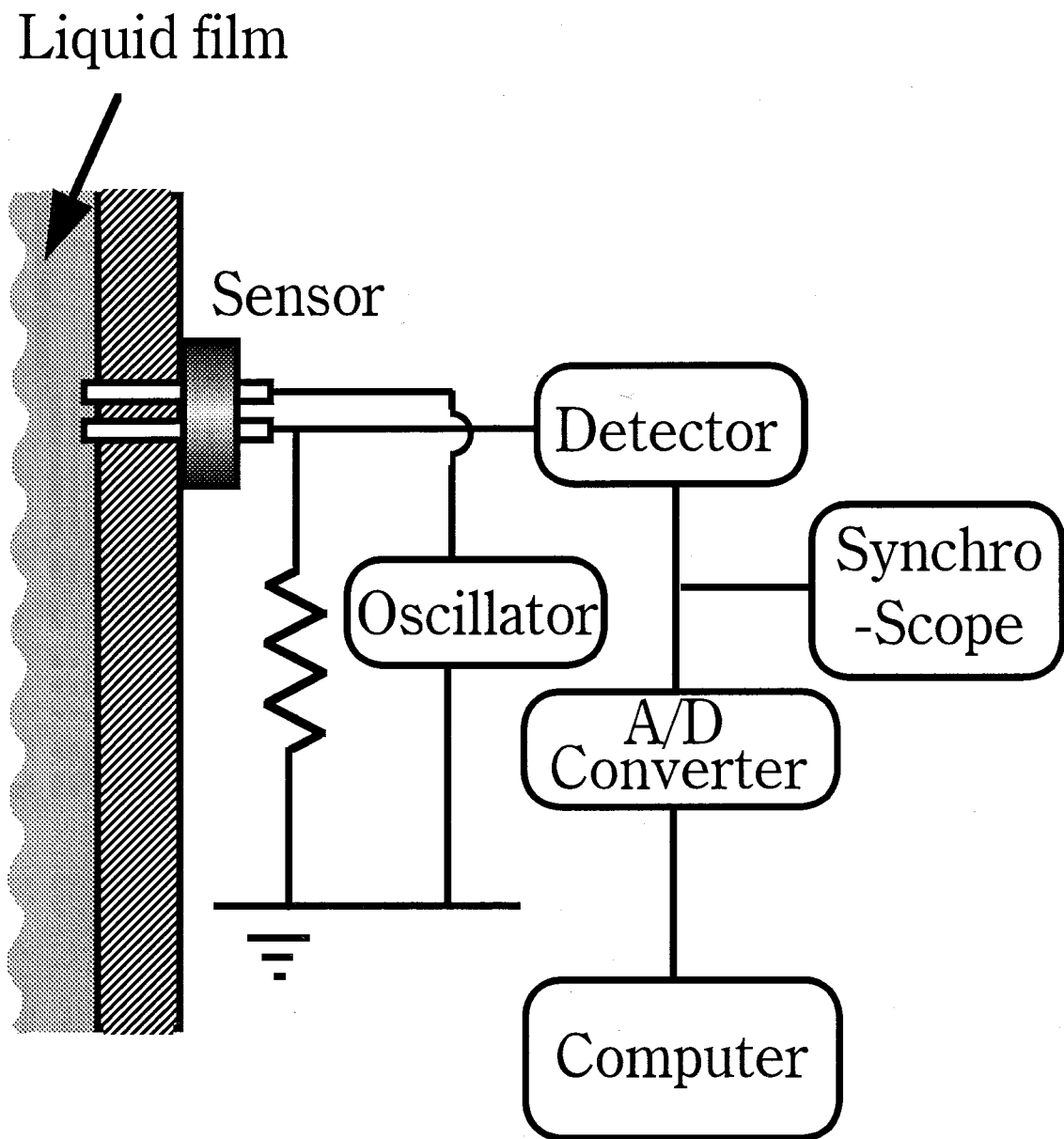


Fig. 2-3 Electric resistance method

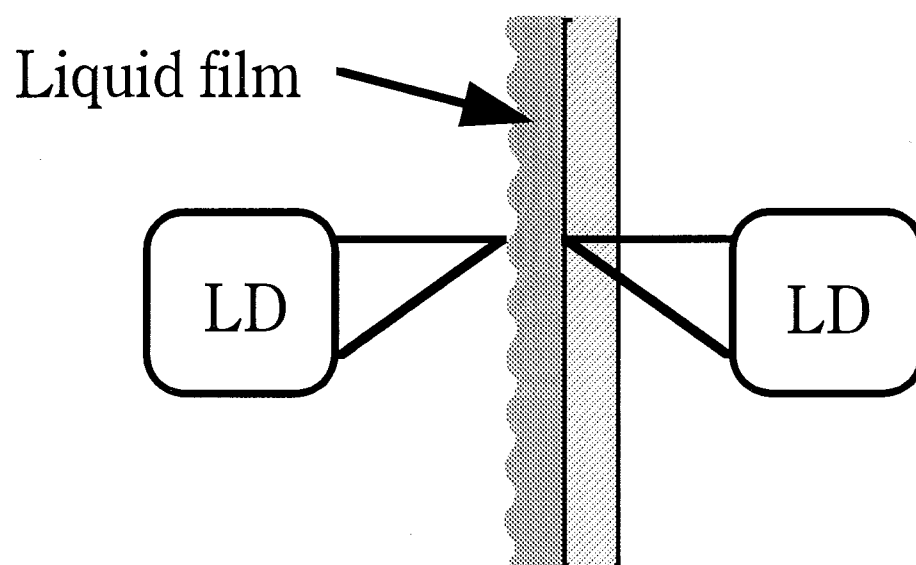
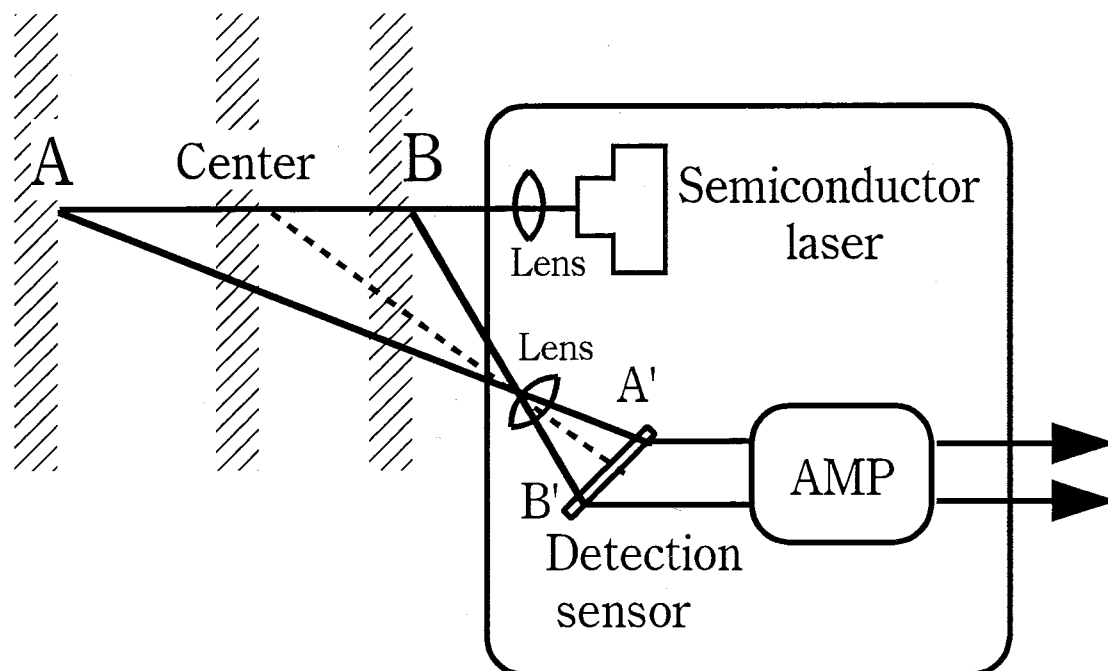


Fig. 2-4 Laser displacement meter
(triangulation)

第3章 レーザーフォーカス変位計による 液膜厚さの測定

前章では従来より用いられている液膜厚さの測定方法についてそれらの測定原理と問題点について記述した。本章はこの論文の中心となる部分であり、これまでに例がない全く新しい手法、レーザーフォーカス変位計による液膜厚さの測定について提案し、その原理、方法、測定精度について検討する。

3-1 レーザーフォーカス変位計(LFD)

3-1-1 LFD原理説明

Fig. 3-1.1 に LFD の測定原理概念図を Photo. 3-1 に LFD 全景を示す。図のように光源から照射されたレーザー光は、ハーフミラー、対物レンズを通り対象物上で小さなスポットを形成する。そのレーザー光は反射して再びハーフミラーまで戻り、直角に反射してピンホールの位置で一点に集光されるため、ピンホールを通過し受光素子に到達する。対象物の距離が変動すると、反射した光はピンホールの位置で集光されずぼやけ、ほとんどの光はピンホールを通過できず受光素子にはわずかな光しか到達しないので受光信号として感知できなくなる。これを共焦点原理と呼ぶが、LFD はこの原理を応用し、対物レンズを音叉によって機械的に高速動させることにより、レンズがどの位置にある時に、光がピンホールを通過するかを検出することで対象物までの距離を測定する。

3-1-2 LFD特徴・利点

LFD の特徴及び利点として以下の点が上げられる。

1. 界面粗さによる測定誤差がない

光量や反射角度ではなく、対象物と焦点の合うレンズ位置を検出しているため、従来の三角測量方式では避けられなかった界面の波立ちによる測定誤差、液膜へのもぐり込み光の影響がない。

2. 極小スポット

スポット径が $2\ \mu\text{m}$ と非常に小さいため、これまでの計測計ではとらえられなかった小さい波の高さ、形状を正確に測定することができる。

3.非接触

対象物に非接触なため、流れを乱すことなく正確に測定できる。

4.ロングワーク・ディスタンス

作動距離の自由度が $28\text{mm} \pm 1\text{mm}$ と大きいため、広範囲の流動条件に対応でき、また取り付け、設定、計測を容易に行うことができる。

5.膜厚の自動演算

薄膜の界面で反射する光と、壁面で反射する光をセンサに取り込み、自動的に膜厚を演算することができる。そのため、三角測量方式のセンサ 2 台による煩雑な挟み込み測定が解消され、センサ 1 台で 1 方向から液膜の厚さ、界面形状測定が可能である。

6.高精度・高安定性

応答時間 2.2msec 以下、分解能 $0.2\ \mu\text{m}$ 、非直線性 $\pm 0.3\%$ of F.S. 以内と高精度かつ安定的である。LFD の主要仕様を Table. 3-1 に示す。

上記のような点から LFD は液膜厚さの測定に対して有効的であるといえる。

Table. 3-1 LFD Specifications

Measurement range	$\pm 1\text{mm}$
Center of focus	28mm
Source	semi-conductor laser (670nm), max $20\ \mu\text{W}$, class 1
Space resolution	$0.2\ \mu\text{m}$
Linearity	within $\pm 0.3\%$ of F.S.
Sampling frequency	1.4KHz (minimum)
Time response	within 2.2ms
Temp sensitivity	within $\pm 0.25\%$ of F.S. ($20\ ^\circ\text{C} \sim 30\ ^\circ\text{C}$)

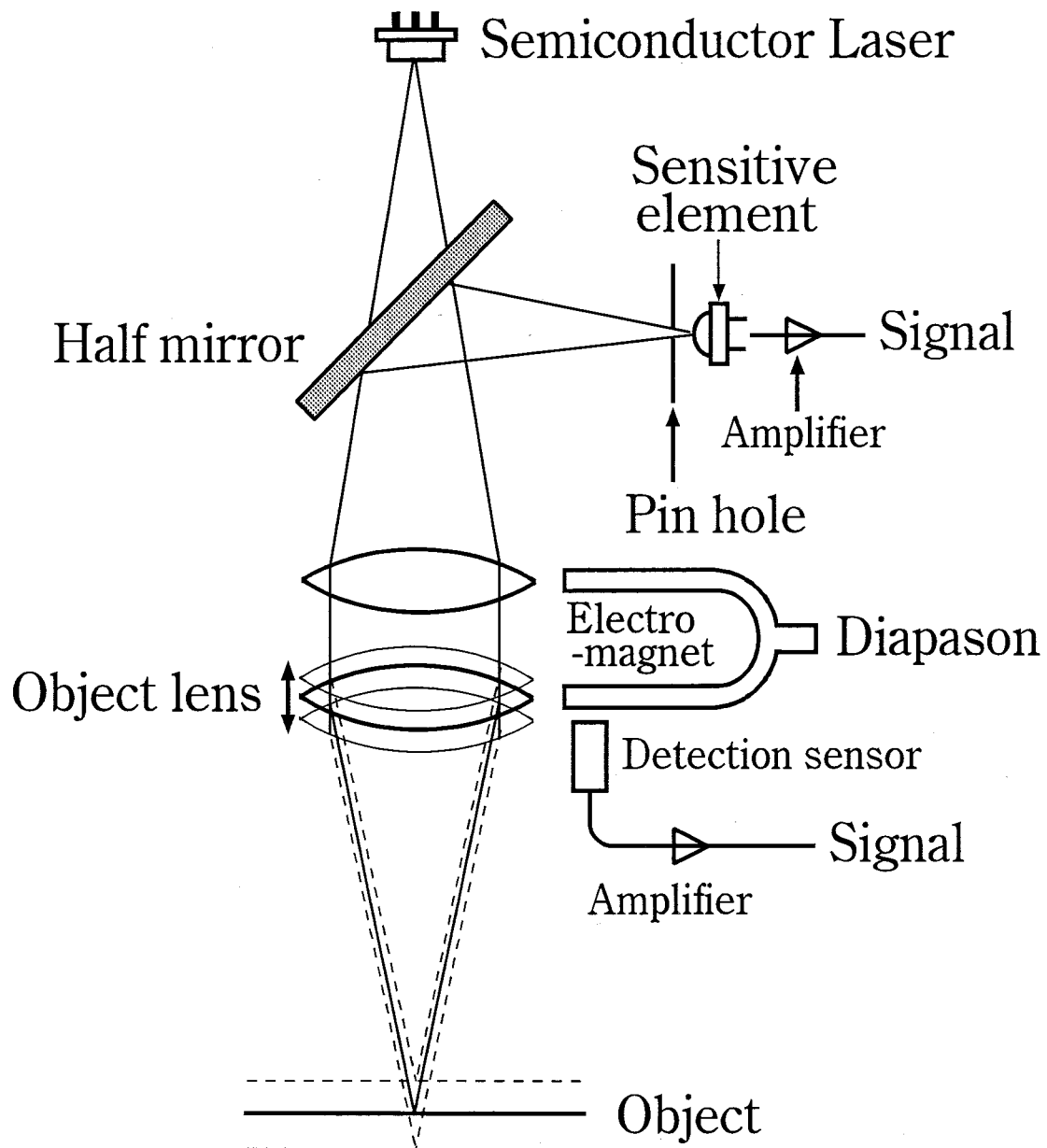


Fig. 3-1.1 Laser Focus Displacement meter

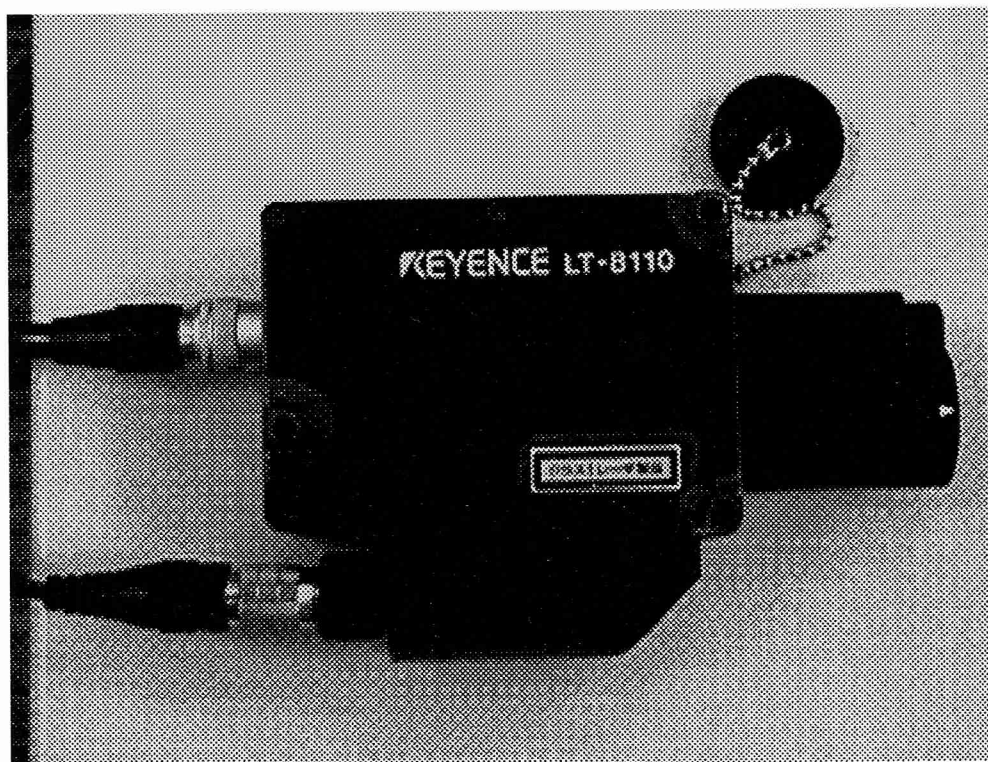
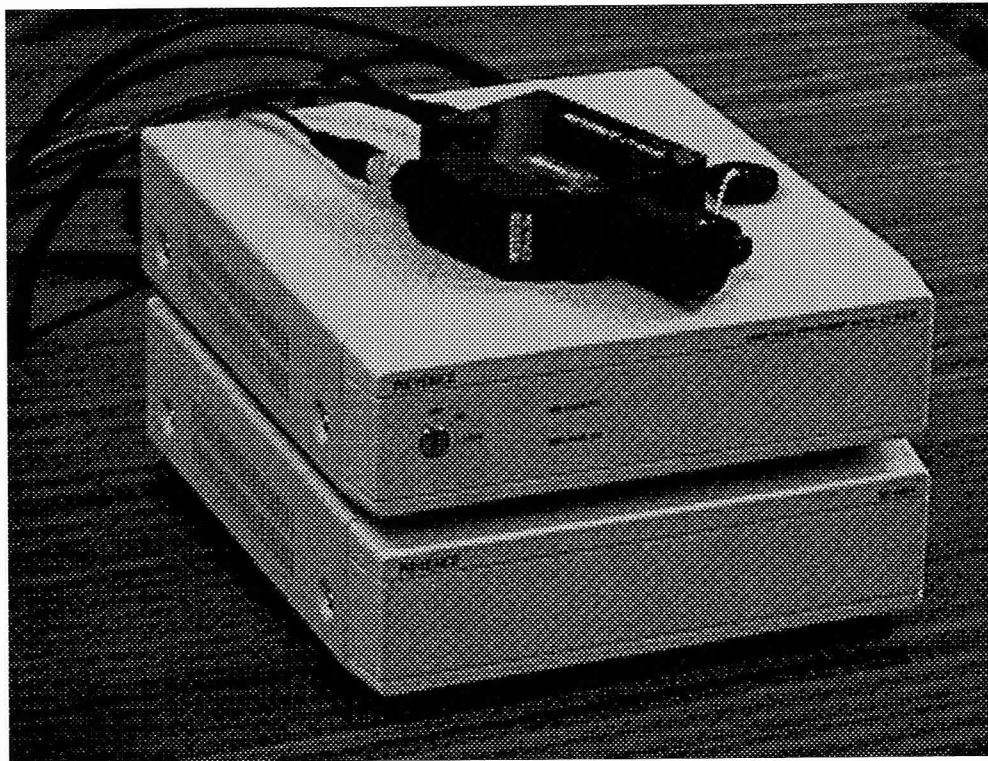


Photo. 3-1 Laser Focus Displacement meter

3-2 LFDによる液膜厚さ測定方法

透明壁面上に形成される液膜の厚さを LFD で測定する場合、透明壁裏面側からと液膜界面側から 2 種類の方法がある。ここではそれらについて簡潔に説明する。

3-2-1 透明壁裏面側からの測定

Fig. 3-2.1 に示すように、レーザー光を透明壁裏面側から照射した場合、変位計には液膜界面、透明壁表面及び透明壁裏面での焦点位置信号がそれぞれ検出される。このときの液膜界面と透明壁表面からの出力信号の差分が液膜厚さとなるわけだが、LFD では図のように測定領域を任意に設定することによって、その領域内に存在する 2 種の信号の差分を自動演算し、その結果を電圧出力することができる。しかしながらこの方法で得られる値には屈折による誤差成分が含まれており、正確な値を得るためには補正が必要となる。

3-2-2 液膜界面側からの測定

液膜の界面側から測定する場合、LFD に取り込まれる液膜界面及び透明壁表面の焦点信号の位置関係は Fig. 3-2.2 の様になる。この場合、液膜界面の出力信号は問題なく検出することができるが、レーザー光が液膜内へ入射する際に界面での屈折によってその光路（焦点位置）が大きく変動するため、壁面からの出力信号は常に振動もしくは減衰が生じることになり、3-2-1 に記述したような一回の測定で両反射光を取り込み液膜厚さを求める自動膜厚演算方法では十分な精度で液膜厚さを計測することができない。そこで以下に示す手順で液膜厚さを求めている。

1. 液膜が流れていない乾いた状態の壁面焦点出力値をあらかじめ測定しておく。
2. つぎに LFD の内蔵ソフトであるマスク処理機能（任意の設定区間内に存在する信号を取り込まないようにする機能）で壁面周辺の焦点位置信号を強制的に除去し、液膜界面変位量のみを測定する。
3. 最後に両測定値の差分量を演算して液膜厚さを求める。

この方法だと、屈折率の違いによる測定誤差を考慮にいれる必要がなく、理論上液膜厚さを正確に測定することができる。しかしながら計測対象物及び LFD 本体自身の振動による測定誤差が懸念されるため、厳重な耐震設計が必要となる。

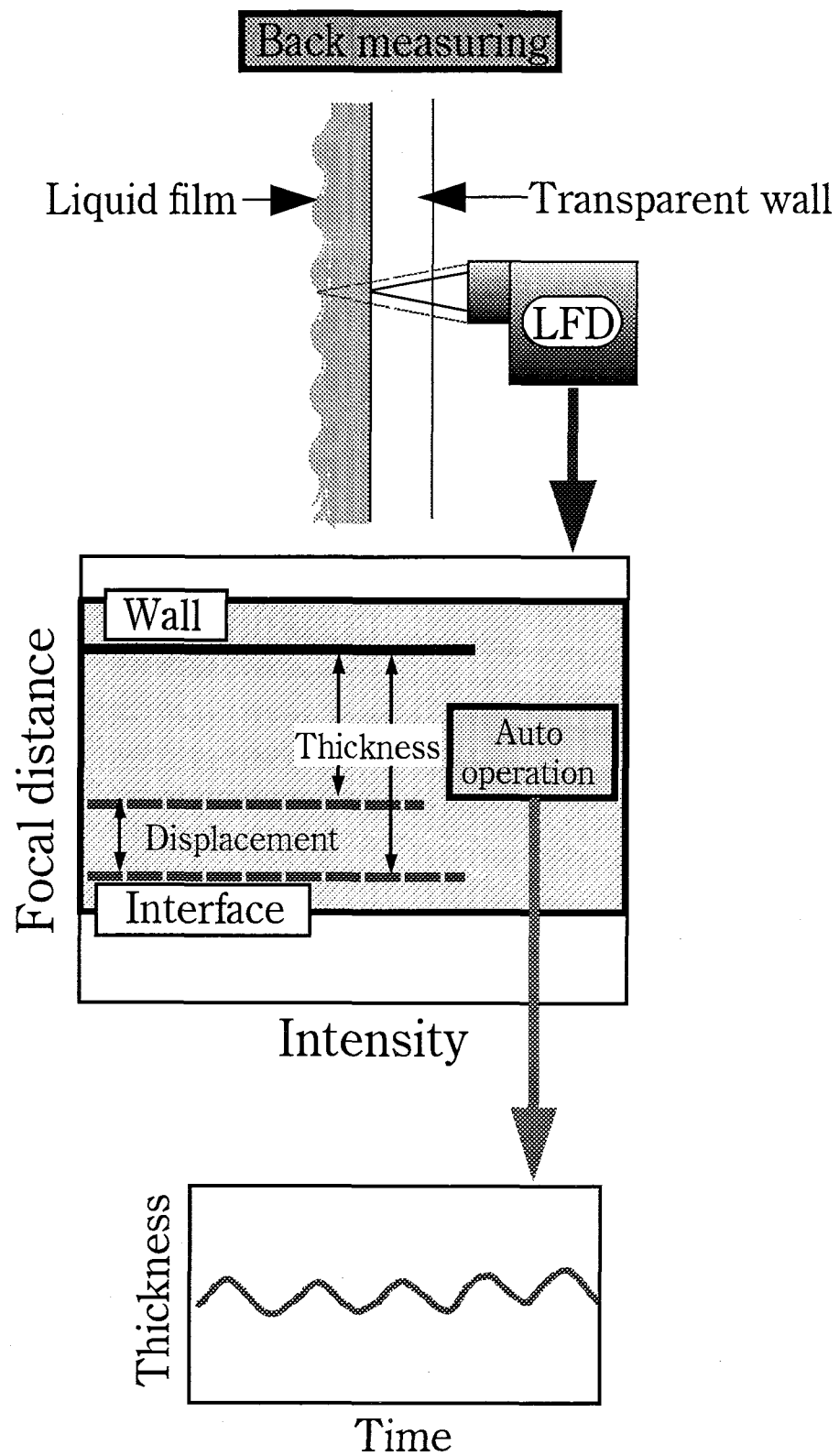


Fig. 3-2.1 Back measuring

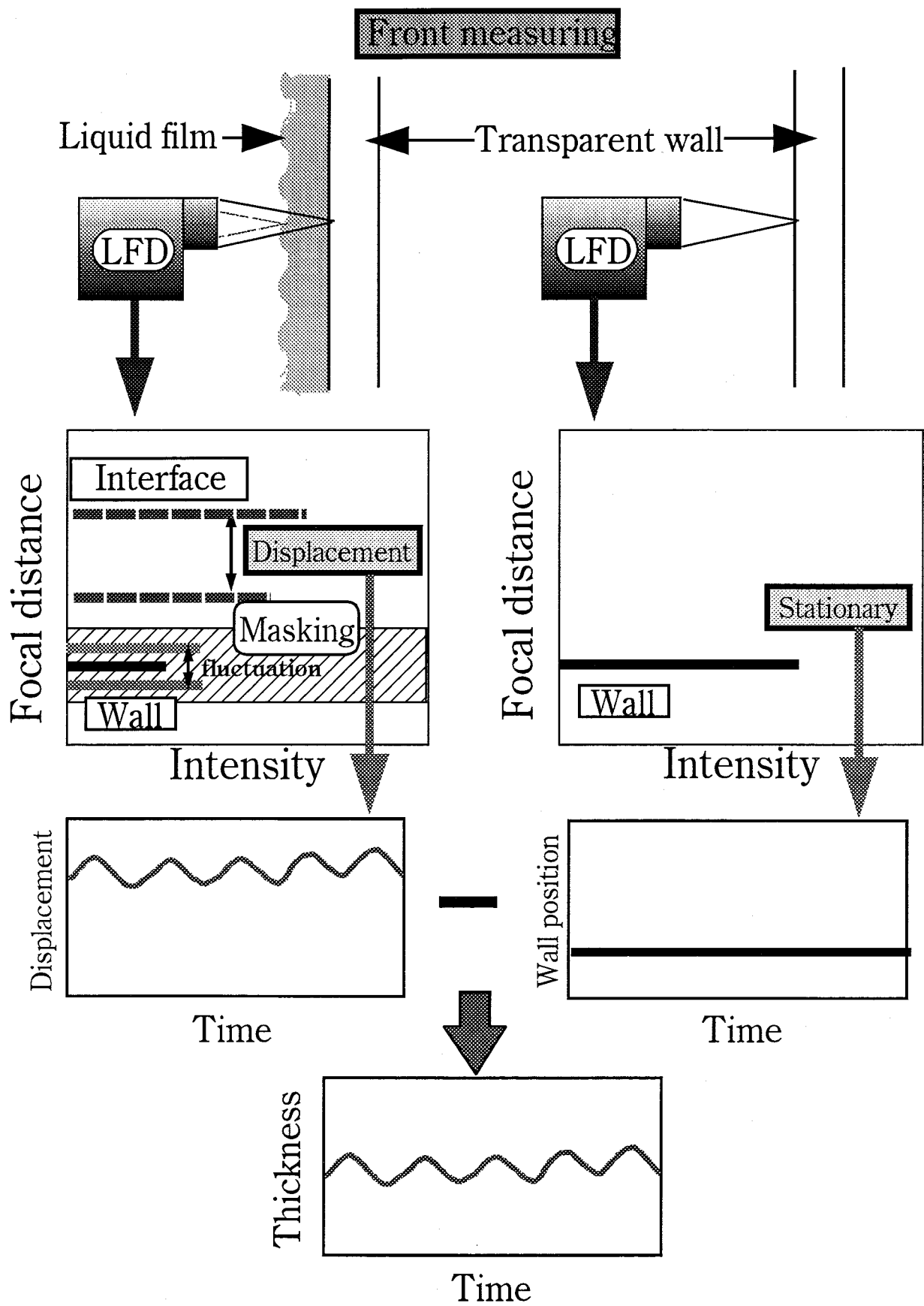


Fig. 3-2.2 Front measuring

3-3 LFDの測定精度と屈折誤差の補正

3-3-1 屈折補正係数(スネルの法則)

前項で述べたように、液膜厚さを LFD で測定する場合、透明壁裏面側からと液膜界面側から 2 種類の測定方法があるが、前者の場合はレーザー光が透明壁及び液膜に入射する際の屈折による影響について評価する必要がある。そこで、各媒体中を通過するレーザー光の光路をスネルの法則により予測し、実際の焦点距離との差異から理論上の屈折誤差値、屈折補正係数を算出する。

光路は均質、等方性の媒体の中では直進する。ここでは、空気、透明壁、液体のそれぞれの媒体は均質、等方性であるとし、光路は空気－透明壁、透明壁－液体の界面のみで屈折し、各媒体中では直進するものとする。

いま Fig. 3-3.1 に示すような空気－透明壁－液体を通過する LFD のレーザー光路を考える。空気中のレーザー光路は透明壁と空気の屈折率の違いにより進路を曲げられ、透明壁内を直進する。同様に液体中のレーザー光路は透明壁と液体の屈折率の違いにより進路を曲げられ液体中を直進する。すなわち、各媒体中でのレーザー光路はそれぞれの層の屈折率 N 、入射角度 κ 、交点の位置からスネルの法則により決定される。LFD のレーザー光はプローブの先端から空気中へ円錐状に一定の角度で入射する。そして対物レンズによって焦点距離(プローブ先端でのレーザースポット径)を一定範囲一定周期で変化させ、対象物より反射されるレーザー光が最も強くなる位置(対象物上での焦点位置)をセンサで測定することにより、対象物までの距離を測定する。よって LFD のレーザーを透明壁裏面側から照射したとき、液界面及び透明壁表面でのそれぞれの焦点位置と各媒体中におけるレーザー光路は図の実線の様に表すことができる。

図より LFD で測定された液界面での焦点位置出力値を x_1 、透明壁裏面の出力値を x_2 、またレーザー光の透明壁への入射角及び液体への入射角をそれぞれ κ_A 、 κ_F とすると実際の液膜厚さ δ は

$$\delta = (x_1 - x_2) \frac{\tan \kappa_A}{\tan \kappa_F} \quad (3-1)$$

で与えることができる。

さらに空気の屈折率、透明壁の屈折率、液体の屈折率、及び透明壁界面における屈折角をそれぞれ N_A , N_W , N_F , κ_W とすると、スネルの法則より基本式は

$$N_A \sin \kappa_A = N_W \sin \kappa_W = N_F \sin \kappa_F \quad (3-2)$$

で表すことができ、(3-2)式から κ_F は

$$\kappa_F = \sin^{-1} \left[\frac{N_A}{N_F} (\sin \kappa_A) \right] \quad (3-3)$$

で与えられる。

ここで常温大気圧下の空気の屈折率 $N_A=1$ 、液体(水)の屈折率 $N_F=1.32$ 、また LFD のレーザー入射角 $\kappa_A=11.5^\circ$ を(3-1), (3-3)式にそれぞれ代入し、両者を連立させて解くと、実際の液膜厚さ δ は

$$\delta = 1.332 (x_1 - x_2) \quad (3-4)$$

で表すことができる。

すなわち屈折の補正係数は透明壁の厚さ、屈折率及び LFD-透明壁間の距離等にはよらず空気と液体の屈折率のみに依存し、1.332 となった。この値を LFD で測定された液膜厚さの値に乗ずることによって真の液膜厚さを測定できることになる。

3-3-2 屈折補正係数の検討(静止液)

次に上述の補正係数が実際の測定に適用できるかどうかを、Fig. 3-3.2, Photo. 3-2 に示すような装置を使用して確認した。

この図のようにアクリル枠に水を注入し、1/1000mm の精度で設定できるトラバース装置を上下に移動することによりテストピースとテストプレート間の距離、すなわち液の厚さ δ , を任意に決定する。この設定した距離を本体下部に設置した LFD により測定する。

この装置で液の厚さを 0.2mm 刻みで設定し、また LFD からテストプレート下端までの距離 : d を変化させて計測を行った。

Fig. 3-3.3 は液厚さの設定値と LFD の測定値及び先に算出した補正係数を測定値に乗じた値(補正值)の関係を示している。図の横軸は設定値(真値)を、縦軸は測定値をそれぞれ表している。

図から分かるように測定値は直線的であり屈折の影響によって真値から同じ割合で減少している。また LFD-テストプレート間の距離 : d には依存せず、補正值は 1.5% 以内の精度で真値と良く一致することを確認した。多少のばらつきはテストピース先端の粗さの影響であると考えられるがほとんど無視できる範囲である。また測定値と補正值の詳細をそれぞれ Table. 3-2, Table. 3-3 に示す。

3-3-3 両方向測定による屈折補正係数の検討(動液膜)

Fig. 3-3.5 ~ Fig. 3-3.8 は鉛直透明壁面を流下する実際の液膜を LFD を 2 台使用して液膜界面側からと透明壁裏面側から同時に測定し(Fig. 3-3.4)、界面側から測定される実際の液膜波形データ(実線)と透明壁裏面側から測定される屈折の測定誤差値を含むデータ(破線)、及び屈折補正係数を与えた波形データ(一点破線)を液膜の流量条件を変えて、それぞれ比較した結果である。2 台の LFD を両方向に設置して計測する際に生じるレーザー光どうしの干渉による測定誤差を防止するため、双方の計測位置は流下方向に約 1.5mm 離して設置した。

この図から分かるように、透明壁裏面側からの測定においても液膜の厚さ、界面形状を問わず、先に算出した補正係数を与えれば精度良く測定できることが立証された。多少の誤差は、設置した LFD 間における液膜の空間変位量であることが予想される。

3-3-4 薄液膜の測定

Fig. 3-3.9 は低流量条件下の流下液膜厚さを、透明壁裏面側及び液膜界面側からそれぞれ測定した結果である。上図は透明壁裏面側から測定した結果を、下図は液膜の界面側から測定した結果をそれぞれ示している。

この図から分かるように、液膜の界面側から測定した結果は液膜の薄くなるところでデータが飛ぶ現象が確認できる。液膜の界面側から測定する場合、3-2-2 で記述したように液膜が流れていない状態での壁面出力値と、マスク処理することで得られる液膜界面変位量をそれぞれ別々に計測し、後から両測定値の差分を演算することによって

液膜厚さを求めている。Fig. 3-3.10 は LFD に取り込まれる液膜界面及び壁面の焦点位置信号の関係を示しているが、この図のように薄い液膜の界面変位量を測定すると、界面が壁面近傍まで近づいたときにその焦点位置信号がマスク処理の設定範囲内に入り込んでしまい、壁面出力値とともに強制除去されてデータを入手できなくなる。またこのことを考慮してマスク処理の設定範囲を壁面のごく近傍まで近づけると、変動する壁面の出力信号がマスク処理設定範囲から出てしまい（界面波動による屈折率の変化が原因）、LFD が界面の信号と誤認することによって測定誤差が生じるようになる。つまり、低流量条件下の液膜を対象とする場合は、透明壁裏面側から測定する方が精度良く測定できるということになる。

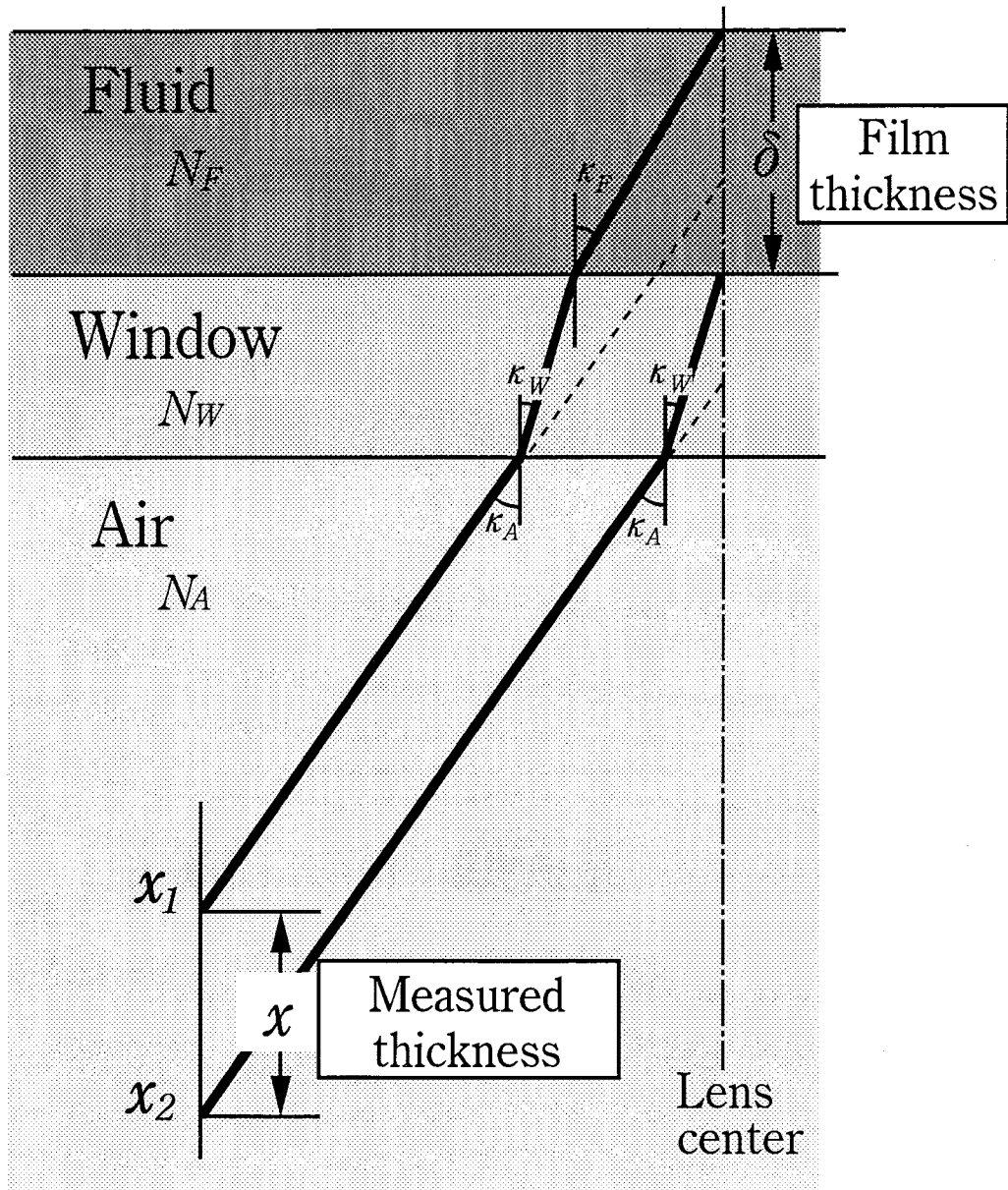


Fig. 3-3.1 Laser beam path

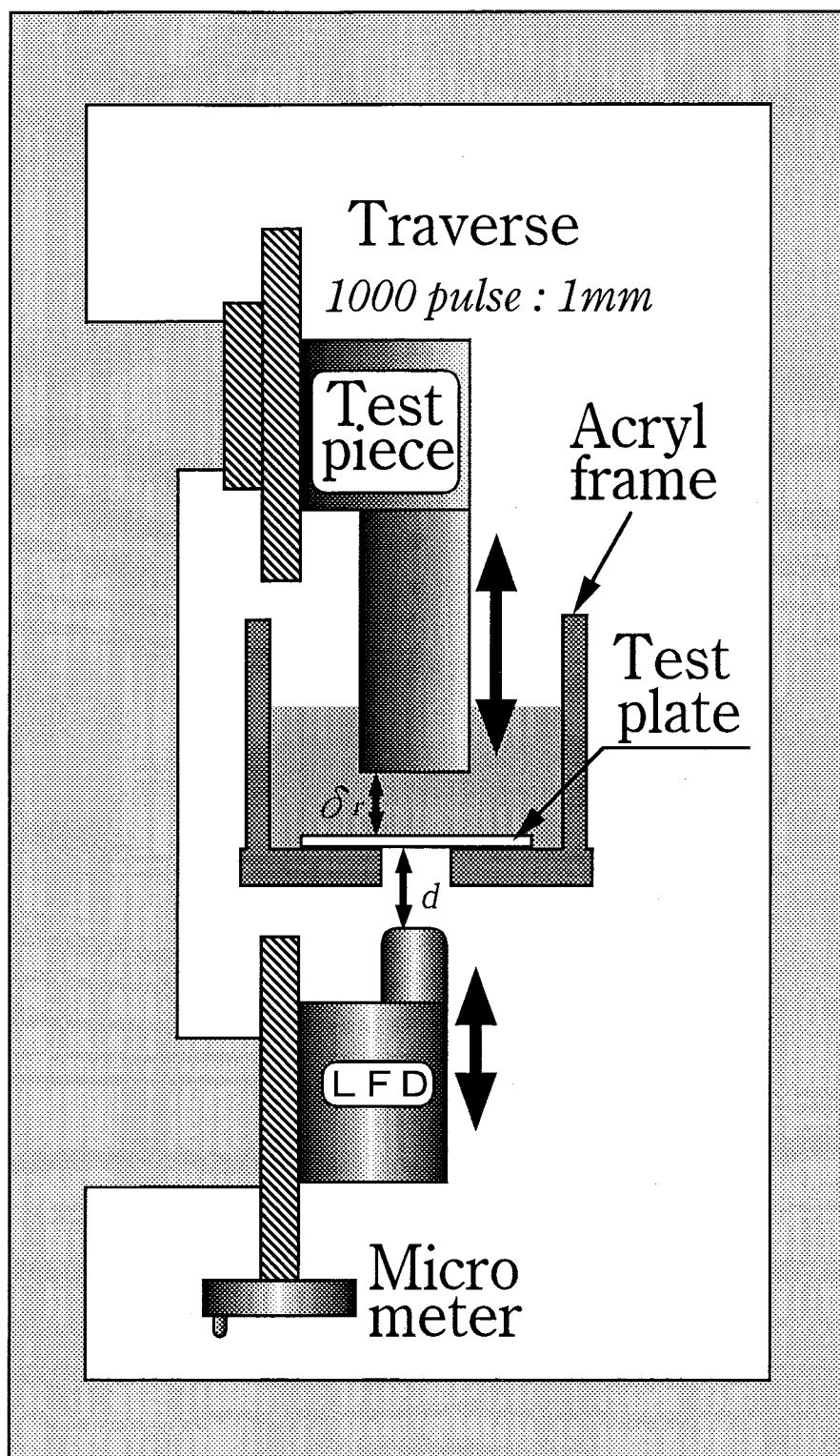


Fig. 3-3.2 Calibration for measuring system

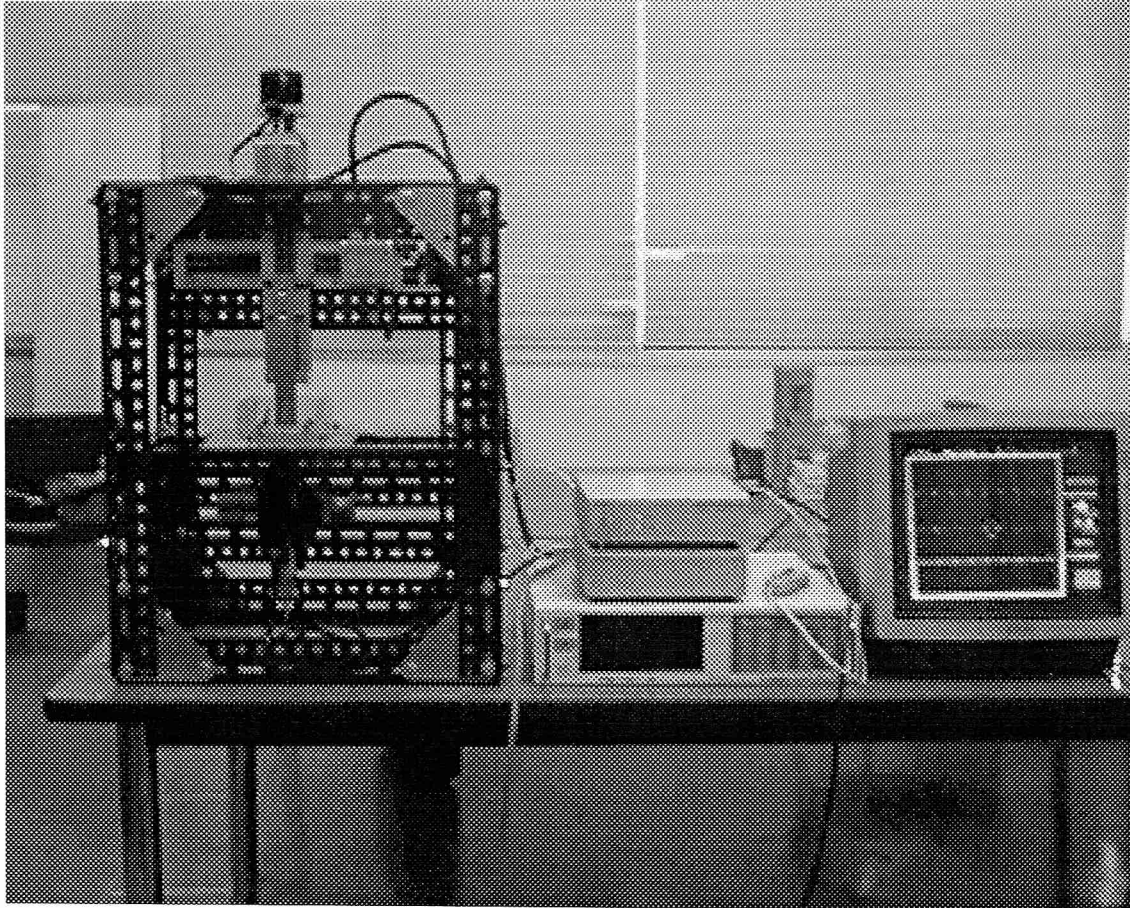


Photo. 3-2 Calibration for measuring system

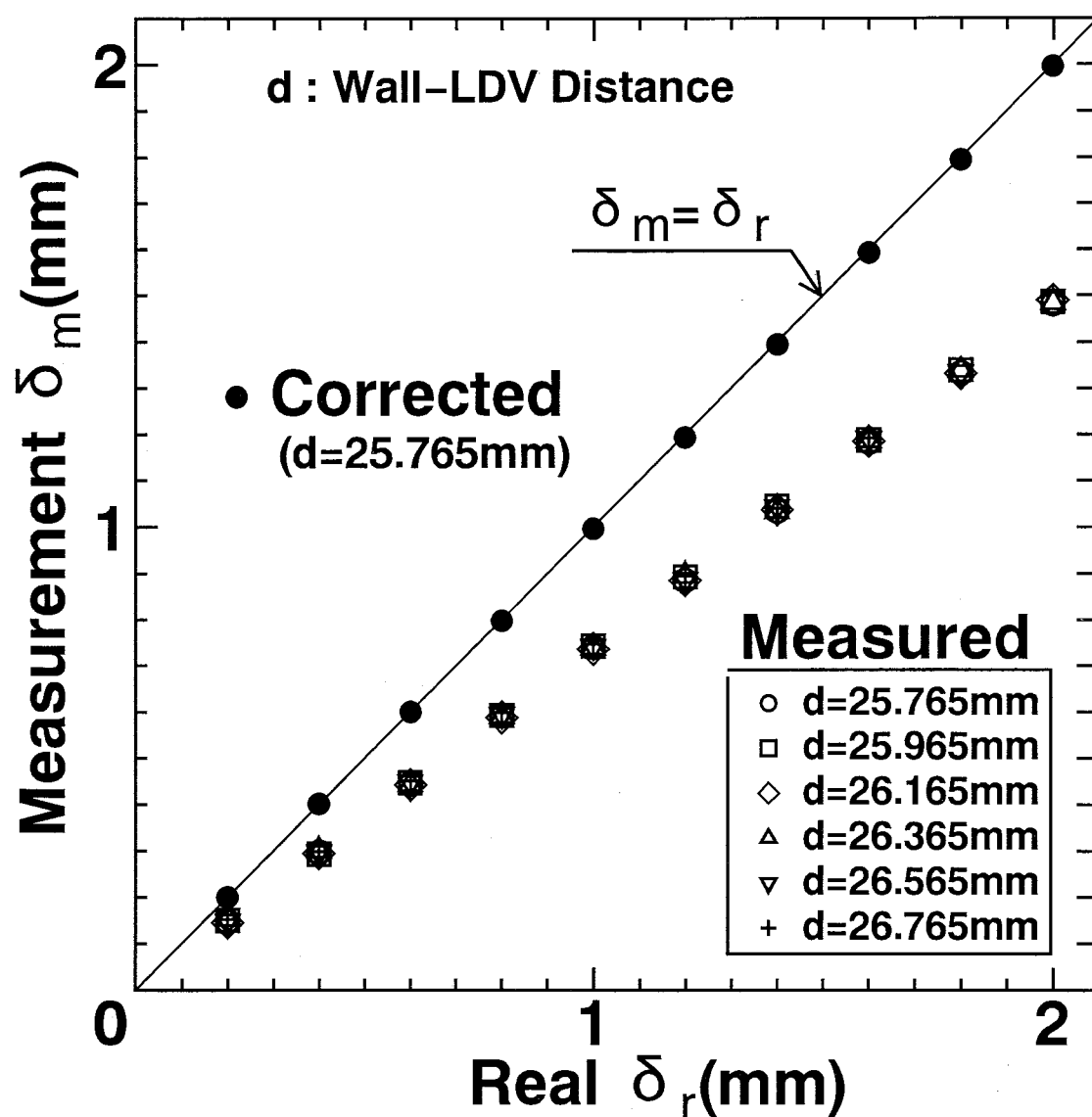


Fig. 3-3.3 Refraction error and corrected data (Stationary)

Table. 3-2 Data including refraction error

Real	Measured					
	d=25.765	d=25.965	d=26.165	d=26.365	d=26.565	d=26.765
0.2	0.151	0.152	0.148	0.152	0.150	0.149
0.4	0.301	0.296	0.298	0.304	0.300	0.302
0.6	0.450	0.452	0.447	0.449	0.452	0.455
0.8	0.599	0.599	0.595	0.597	0.601	0.605
1.0	0.748	0.752	0.745	0.747	0.751	0.756
1.2	0.896	0.903	0.895	0.906	0.896	0.905
1.4	1.047	1.057	1.049	1.046	1.055	1.052
1.6	1.197	1.202	1.199	1.201	1.204	1.206
1.8	1.348	1.354	1.346	1.353	1.349	
2.0	1.500	1.504	1.507	1.502		

Table. 3-3 Corrected data

Real	Corrected					
	d=25.765	d=25.965	d=26.165	d=26.365	d=26.565	d=26.765
0.2	0.201070	0.202402	0.197075	0.202402	0.199738	0.198407
0.4	0.400808	0.394000	0.396814	0.404803	0.399477	0.402140
0.6	0.599215	0.601878	0.595220	0.597884	0.601878	0.605873
0.8	0.797622	0.797622	0.792296	0.794959	0.800285	0.805612
1.0	0.996029	1.001360	0.992034	0.994697	1.000020	1.006680
1.2	1.193100	1.202430	1.191770	1.206420	1.193100	1.205090
1.4	1.394170	1.407490	1.396840	1.392840	1.404830	1.400830
1.6	1.593910	1.600570	1.596580	1.599240	1.603230	1.605900
1.8	1.794980	1.802970	1.792320	1.801640	1.796310	
2.0	1.997380	2.002710	2.006710	2.000050		

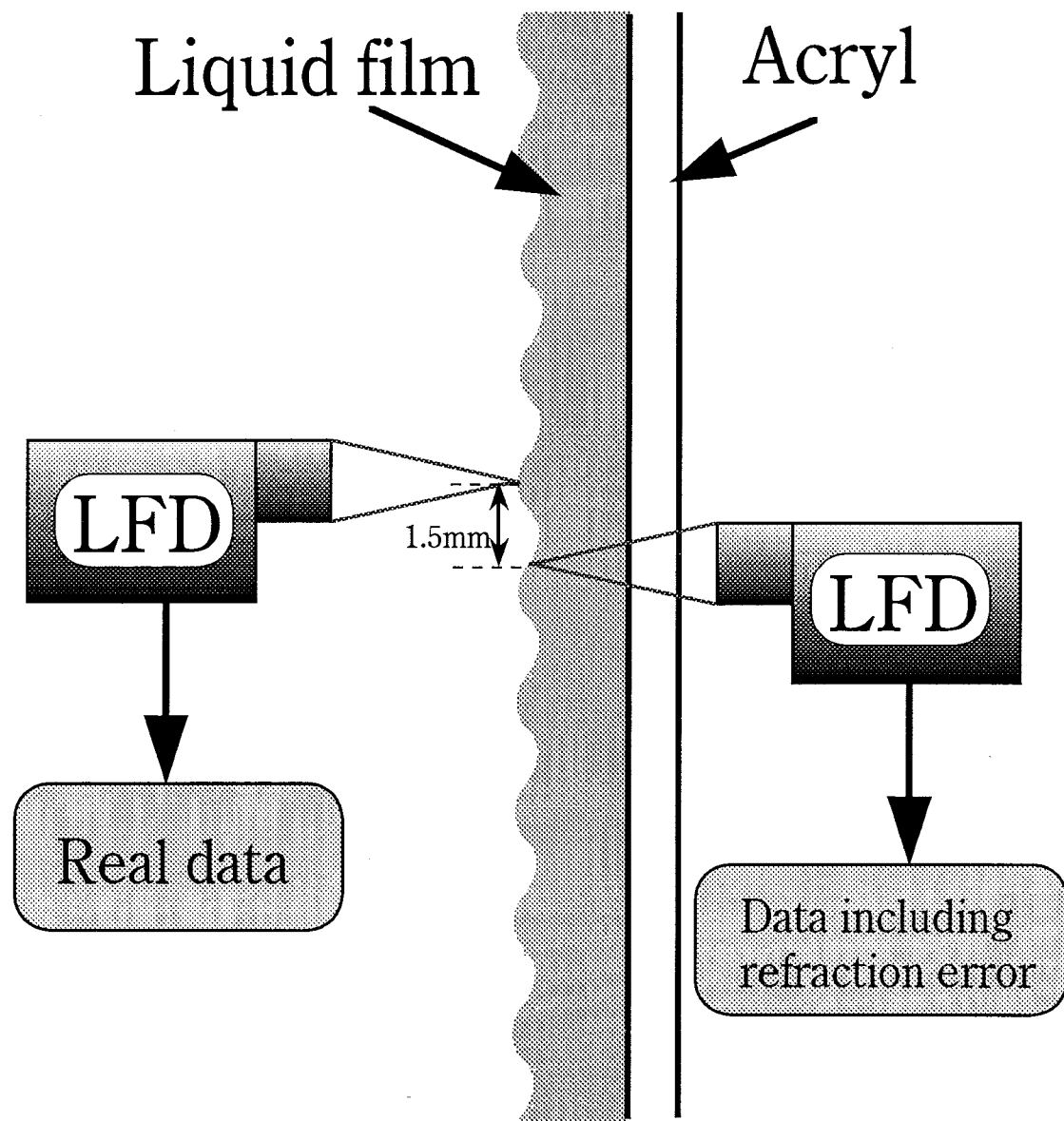


Fig. 3-3.4 Front and back measuring

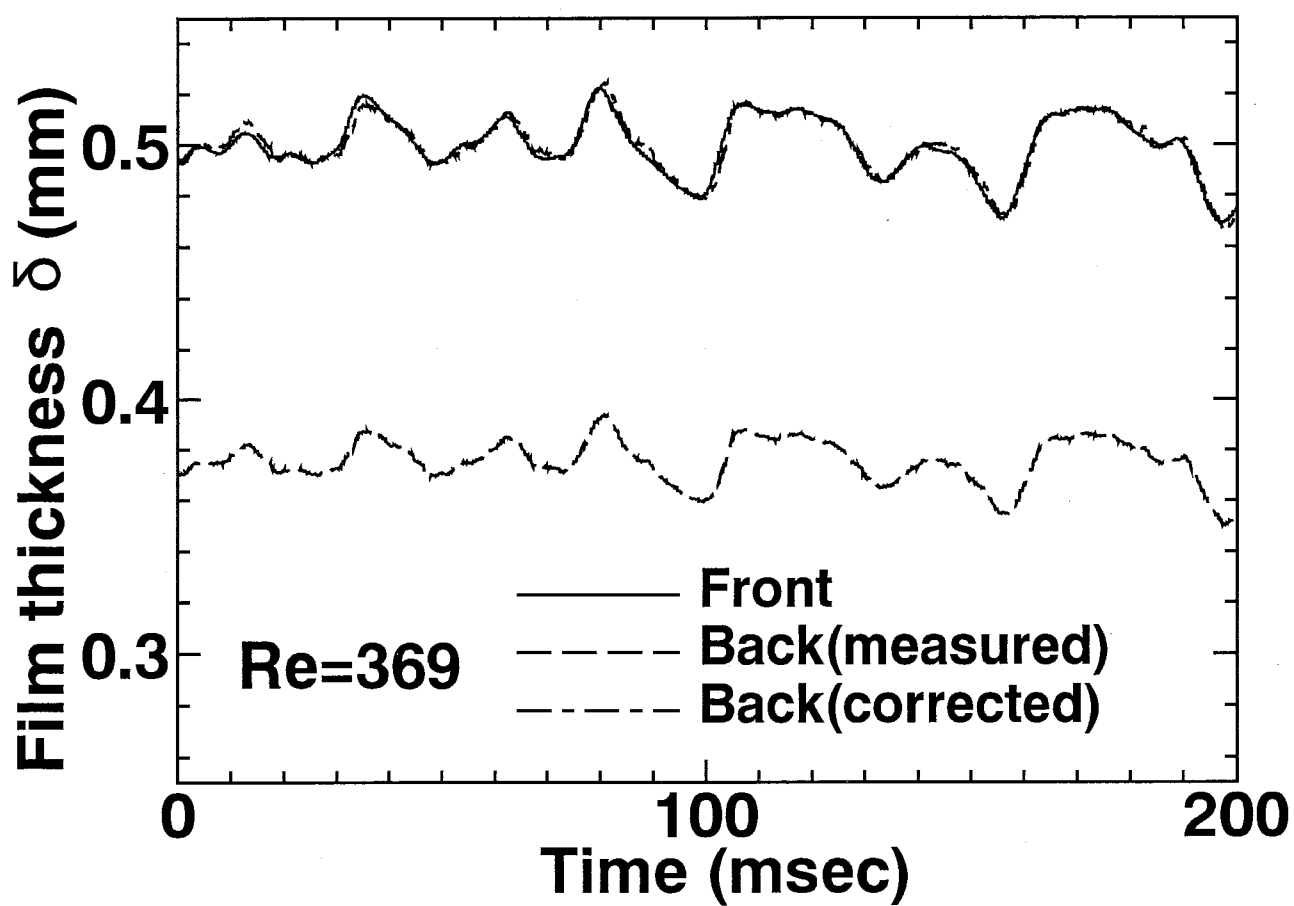


Fig. 3-3.5 Refraction error and corrected data
(Falling liquid film $Re=369$)

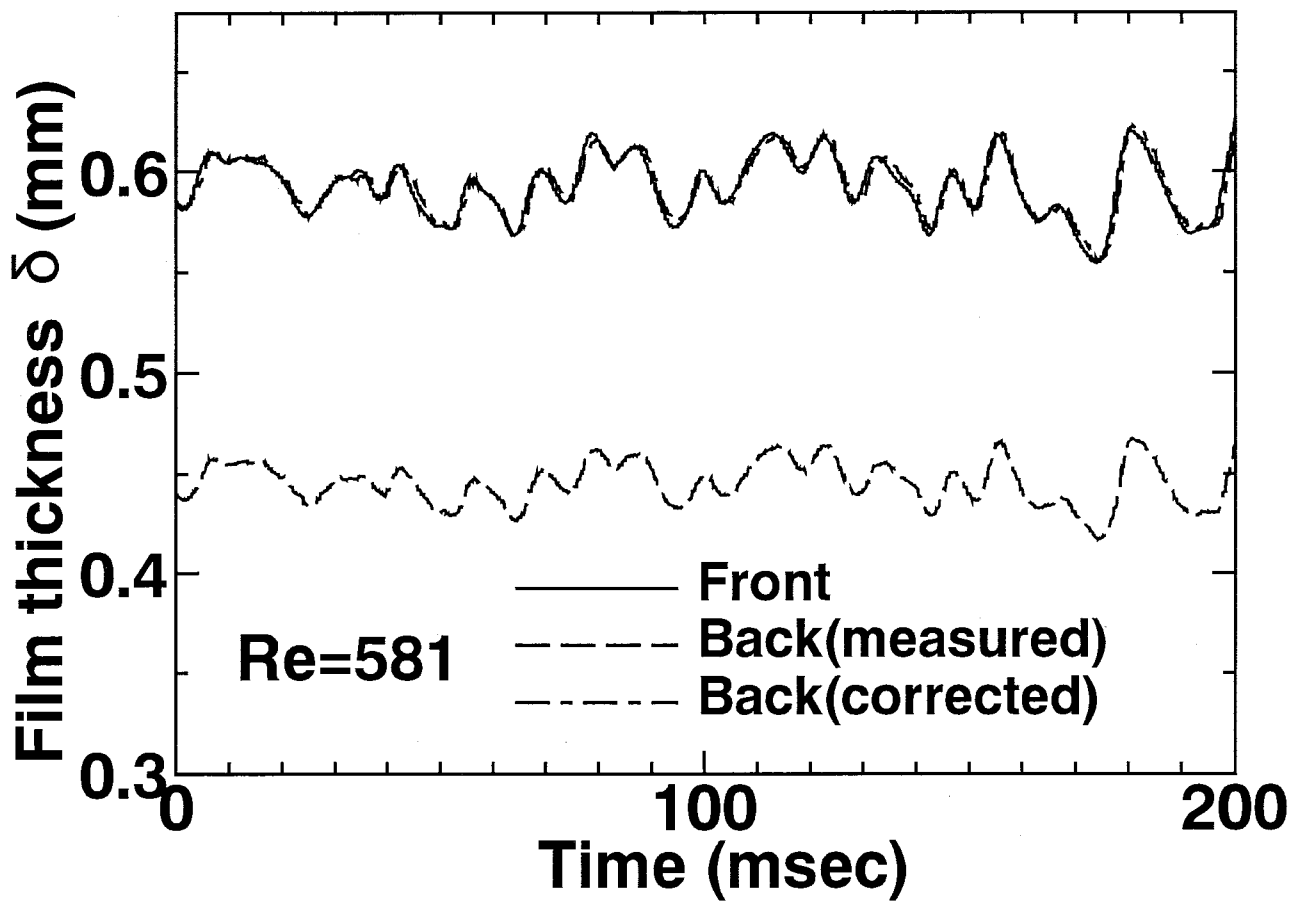


Fig. 3-3.6 Refraction error and corrected data
(Falling liquid film $Re=581$)

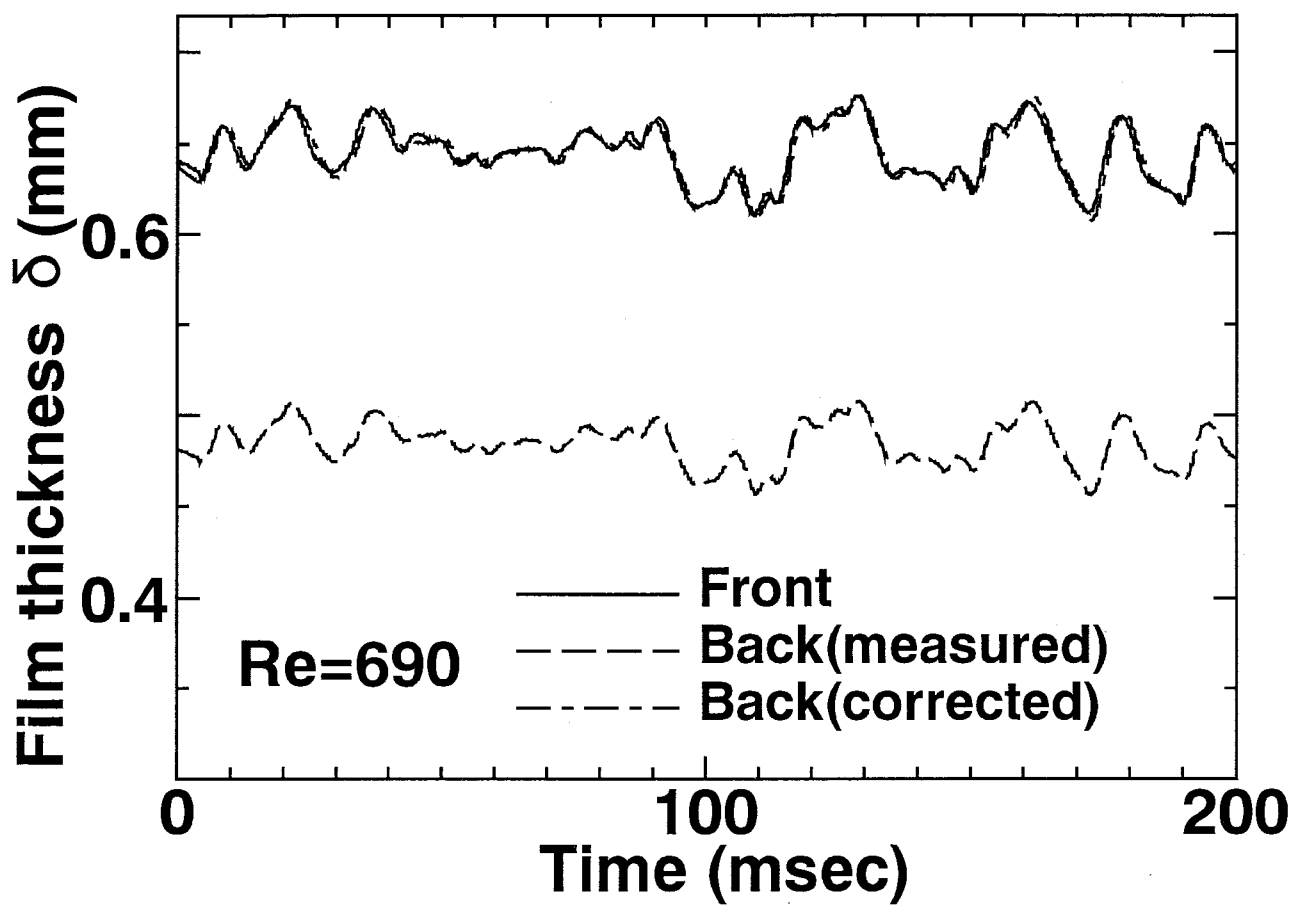


Fig. 3-3.7 Refraction error and corrected data
(Falling liquid film $Re=690$)

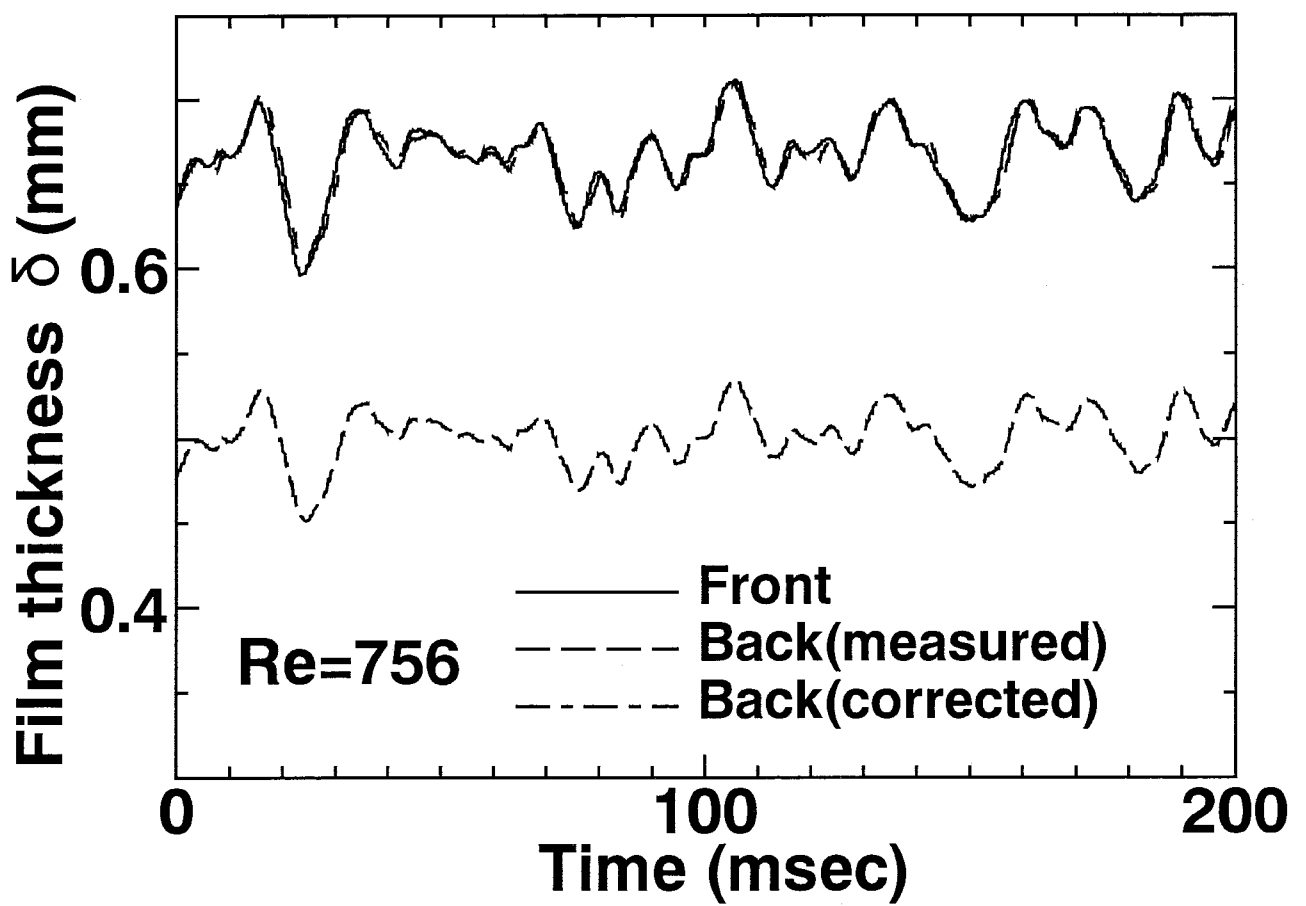


Fig. 3-3.8 Refraction error and corrected data
(Falling liquid film $Re=756$)

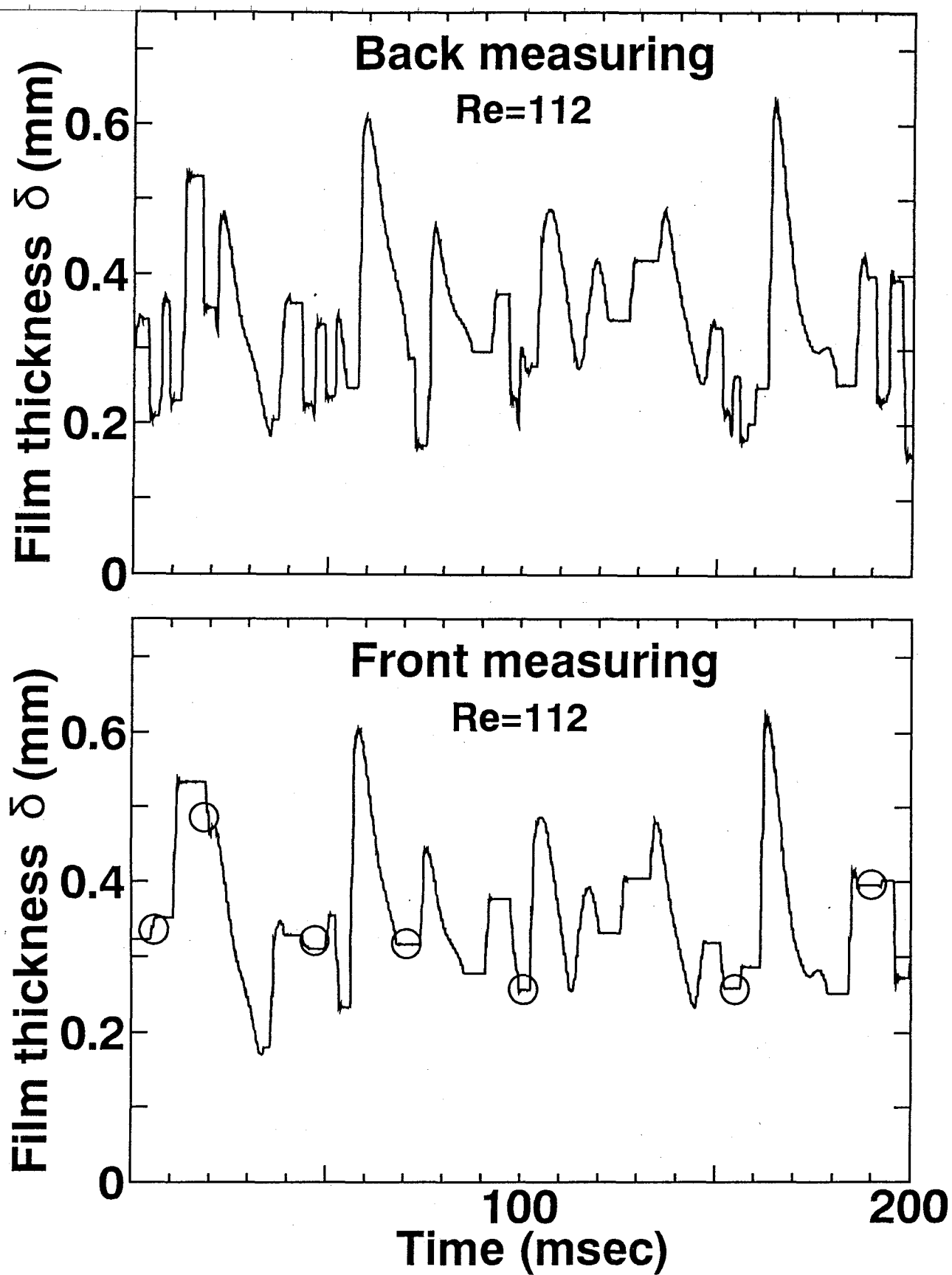


Fig. 3-3.9 Measurements of thin liquid film

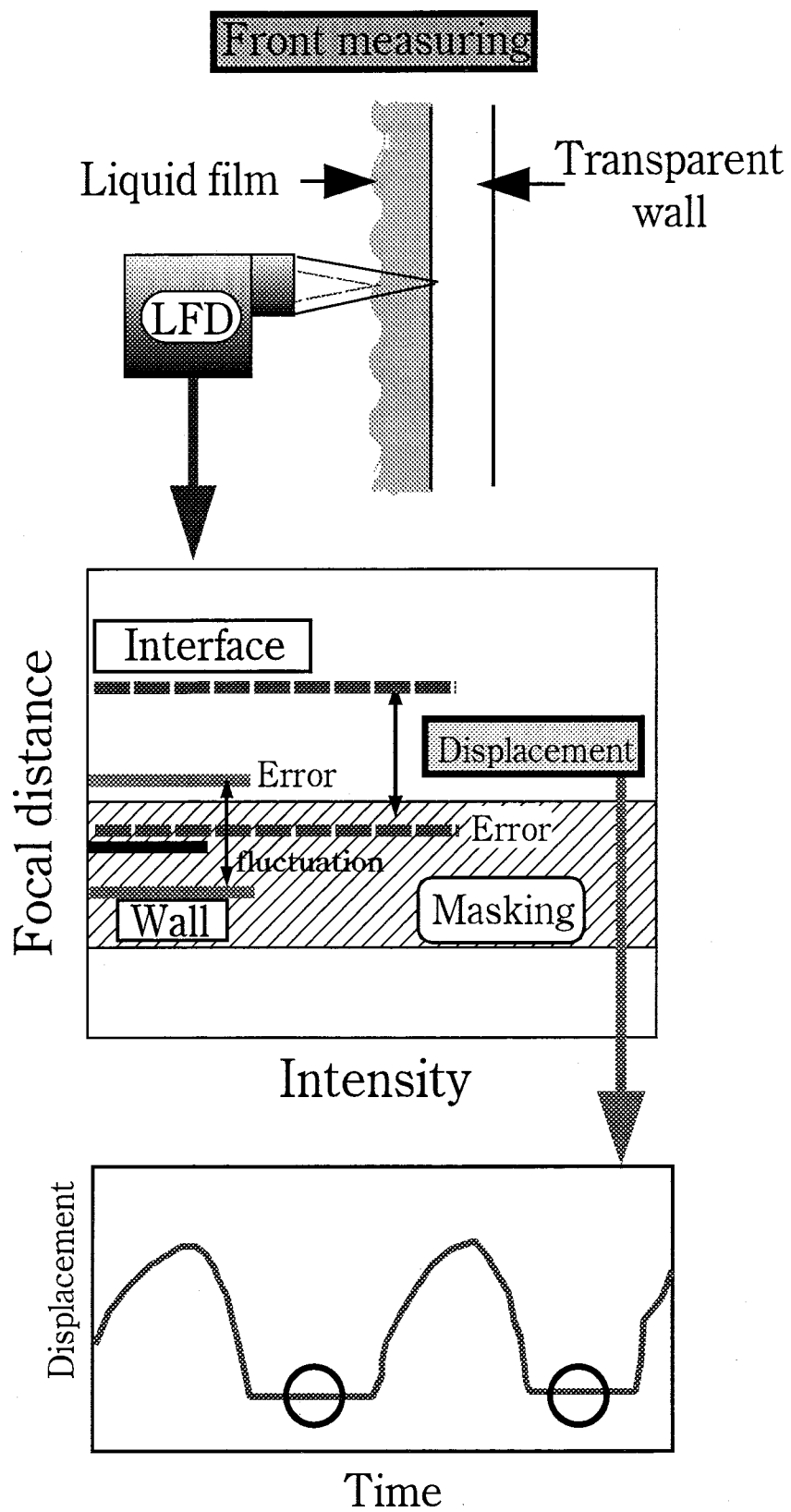


Fig. 3-3.10 Front measuring of thin liquid film

第4章 鉛直壁面を流下する液膜の流動特性

第3章では LFD による液膜厚さの測定について提案し、その原理、方法、測定精度を検討することによって、本手法の液膜流研究への有効性を述べた。本章では LFD の有用な性質を利用して、従来よりあまり検討されてなかった助走区間における流下液膜の流動特性を詳細に調査する。

4-1 実験装置及び方法

4-1-1 実験装置

Fig. 4-1.1 に本研究で使用した実験装置の概略を、Photo. 4-1 に装置全景を示す。

装置本体は幅 210 mm、深さ 50 mm、長さ 600 mm で片面大気開放の透明アクリル枠であり、上部に取り付け式の液だめ部、下部に液回収部を設けた構造となっている。資料媒体である水はイオン交換樹脂で充填された純水器を通り、電気伝導度 $1 \mu\text{s}/\text{cm}$ 以下となった後水位一定タンクへ送られ、流量調節バルブを通り本体上部の液だめ部に供給される。純水は液だめ部下方に設けられたスリットを経てテスト部(幅 210 mm、長さ 460 mm)に液膜を形成して流下する。液だめ部には直径約 1 mm の多数の穴のあいたテフロン円管を設置し、幅方向に一様な液膜流を得た。アクリル枠と液だめ部の接続面にはテフロンシートが挿入されており、スリットの幅はこのテフロンシートの厚さを変えることにより任意に決定できる。媒体の温度はオーバーフロータンクと装置本体下部の液回収部にそれぞれ取り付けられた温度計によって監視し、本実験においては両者とも $15.0 \pm 0.5 \text{ }^{\circ}\text{C}$ になるように設定した。また、液回収部から流出する資料媒体の流量をタイムウォッチとメスシリンダーで測定することによって流下液膜の単位幅当たりの流量 Γ を算出し、液膜レイノルズ数 $Re = \Gamma/\nu$ を決定した。

4-1-2 液膜厚さのデータ入手方法

Fig. 4-1.2 に流下液膜厚さの時間変動波形を測定するための系統図を示す。

液膜厚さの測定は 3-4-4 で述べた低流量条件下の測定精度を考慮し、測定は全ての実験条件において透明壁裏面側からの自動膜厚測定方法により行った。

図のように LFD から発生するレーザー光を透明壁裏面側から液膜の流動部へ照射

することにより、前述の原理によって液膜厚さが信号処理機で自動演算され、その結果が電圧信号として出力される。LFD より出力された電圧信号は FFT アナライザー(小野測器)に取り込まれ、時間軸データ、振幅確率密度関数に変換後、フロッピーディスクに保存される。得られた電圧時間データを液膜厚さに校正し、さらに先に算出した屈折補正係数をそれぞれの値に乗ずることにより、液膜厚さの時間変動波形を得ることができる。データの採取は各実験条件に対し約 2 秒間、サンプル点数 16384 点で行った。

4-1-3 波速度の測定方法

液膜界面に形成される波の移動速度については、理論と実験の両面から数多くの研究がなされている。一般に電極プローブ法等では、電極を液膜の流下方向に隣接させて設置することによって、個々の波の通過時間を直接測定し、距離との相互相関から波速度を求めている。ここでは本実験で用いた波速度の測定方法について簡単に説明する。

Fig. 4-1.3 に液膜波速度の測定概念図を示す。図のように 2 台の LFD を流下方向に対して液膜界面側もしくは透明壁裏面側にある一定間隔をおいて設置し、各々から出力される 2 つの電圧信号を FFT アナライザーに取り込む。次に、取り込んだ 2 つの波形データを周波数応答関数に変換することによって、両波形間にある周波数ごとの位相特性を演算する。

ここで波の周波数を $f_w(\text{Hz})$ 、位相差を $\omega (\text{deg})$ とすると、波の通過時間遅れ $t(\text{sec})$ は

$$t = \frac{\omega}{2\pi f_w} \quad (4-1)$$

となり、LFD 間の距離を $Z(\text{m})$ とすると、波の速度 $C_w(\text{m/sec})$ は

$$C_w = \frac{2\pi f_w}{\omega} Z \quad (4-2)$$

で表すことができる。すなわち、FFT アナライザーで 2 つの LFD 間を通過する波の位相特性を演算した結果から、各周波数に対応する波の速度を求めることができる。

上述の手法により各実験条件ごとの波速度を順次求めていく。しかしながらこの手法

では測定される 2 つの波の位相差が半周期 π 以上になると進行波か逆行波かの判断がつかなくなるという問題点があり、したがって波速度の測定可能な周波数範囲は LFD 間の距離と波速度に依存したかたちでそれぞれの条件ごとに限界点を有するようになる。

進行波として検出する位相差の条件は $\omega < \pi$ となるが、この条件を(4-1)式に与えると、測定可能となる波速度、LFD 間の距離、周波数の関係は

$$C_w > 2f_w Z \quad (4-3)$$

となり、Fig. 4-1.4 で表される領域となる。

この図から分かるように測定点間の距離は極力小さいほど、測定可能な流速範囲もしくは周波数範囲は広がる。

2 台の LFD を同方向に列べて設置した場合、形状の問題から測定点間の距離は最低でも 33mm と非常に大きくなる。そのため、測定可能な流速範囲と周波数範囲は大幅に制限され、また LFD 間における膜厚空間変位量が大きくなることにより、周波数と位相差との相関がとれなくなることが懸念される。そこで 2 台の LFD を液膜界面側と透明壁裏面側にそれぞれ設置することを検討し、測定点間の距離を制約無しに変えられるようにした。本実験では 2 つのレーザービームが交差する際に生じる干渉の影響を予備実験により調査し、また流量と平均液膜厚さより得られる液膜平均流速から波速度を予測して、測定点間の距離を 2.5mm と決定した。

$Z=33\text{mm}$, $Z=2.5\text{mm}$ を(3-3)式に当てはめると、

$$\begin{aligned} Z=33\text{mm} &\rightarrow C_w > 6.6 \times 10^{-2} f_w \\ Z=2.5\text{mm} &\rightarrow C_w > 5.0 \times 10^{-3} f_w \end{aligned} \quad (4-4)$$

となり、それぞれの測定可能領域は Fig. 4-1.5 のように表せる。

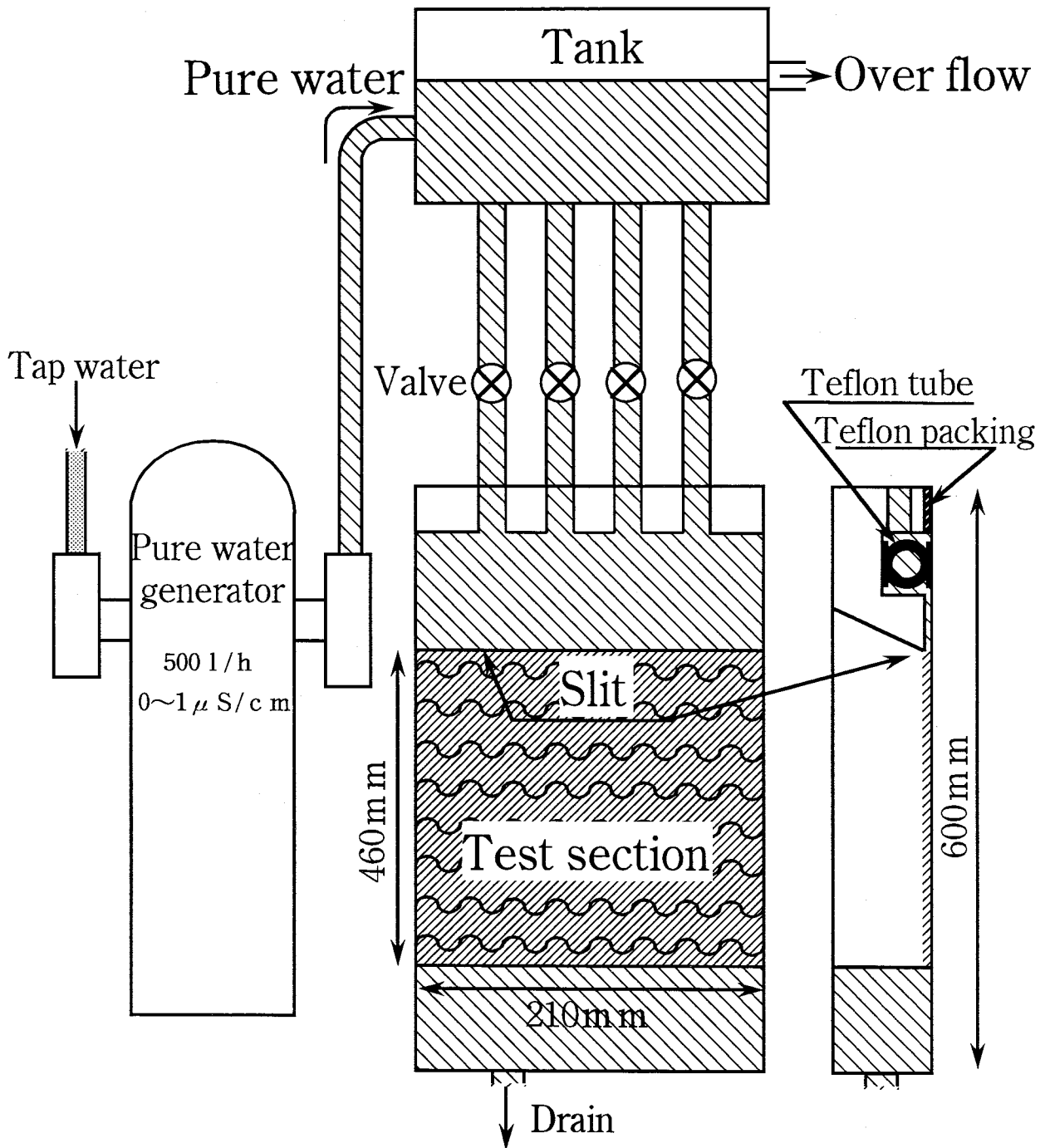


Fig. 4-1.1 Apparatus

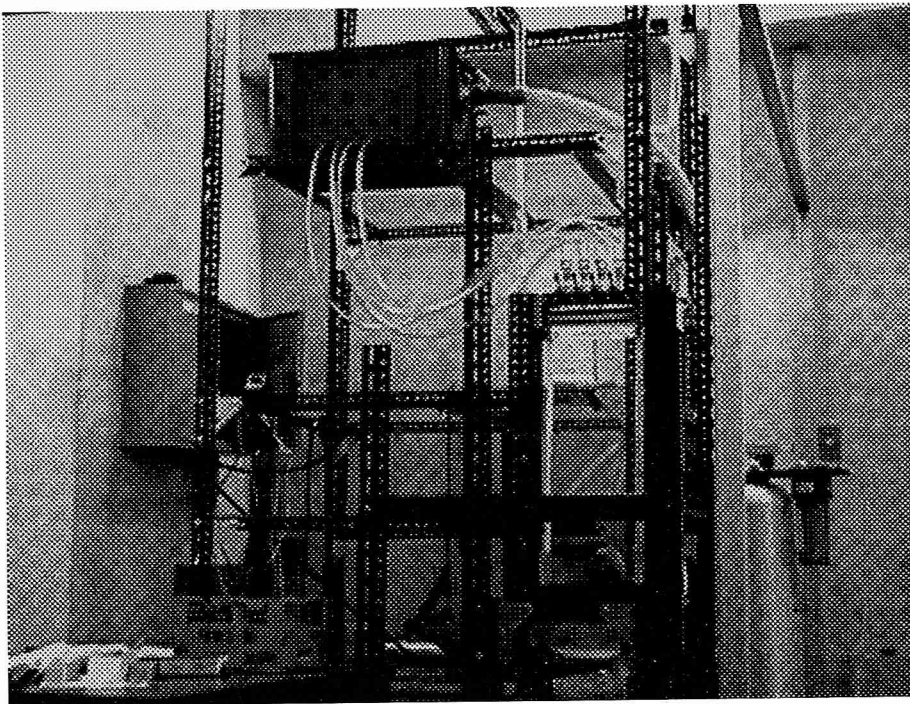
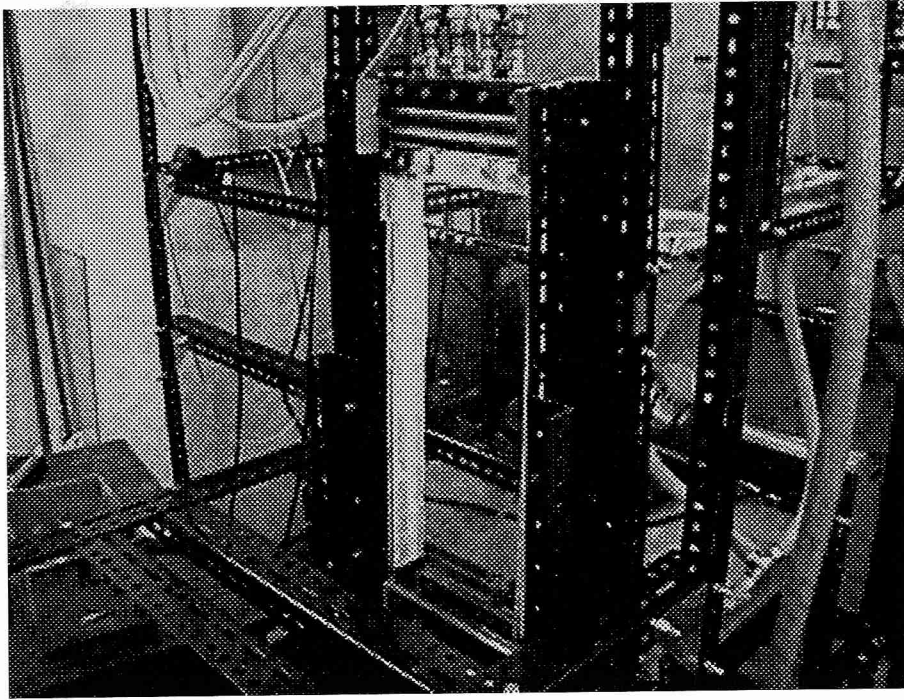


Photo. 4-1 Apparatus

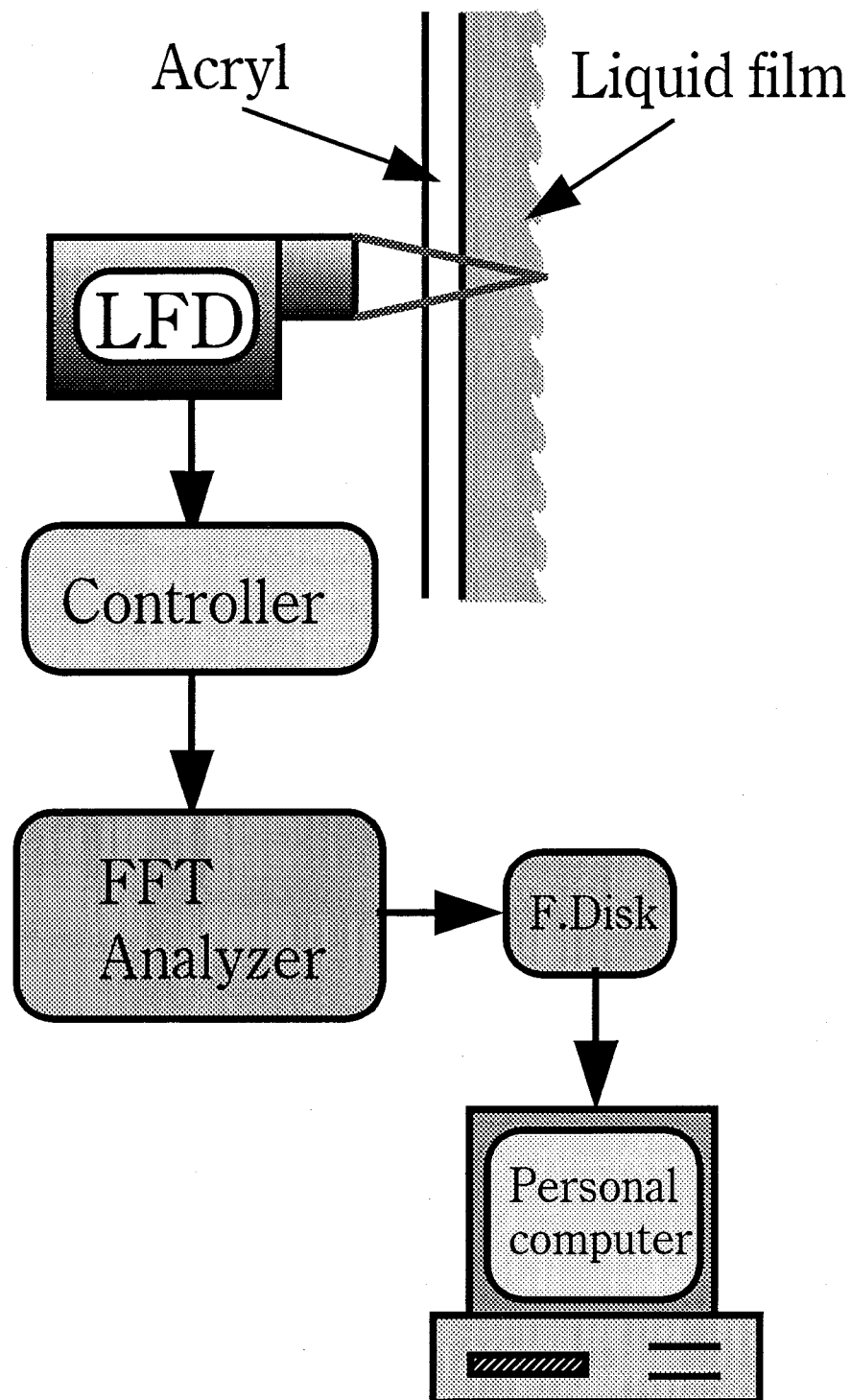


Fig. 4-1.2 Data acquiring system

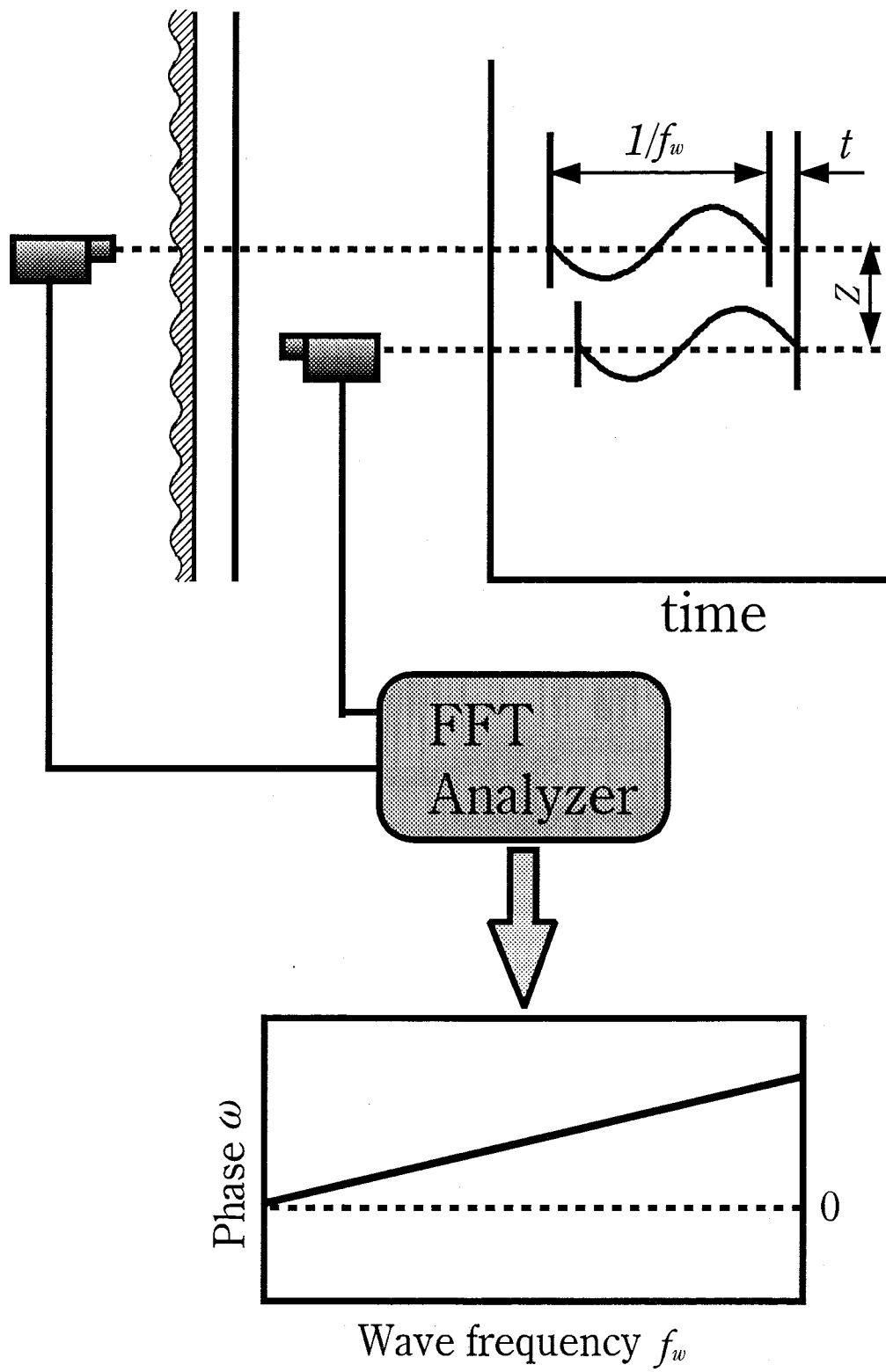


Fig. 4-1.3 Wave velocity measuring

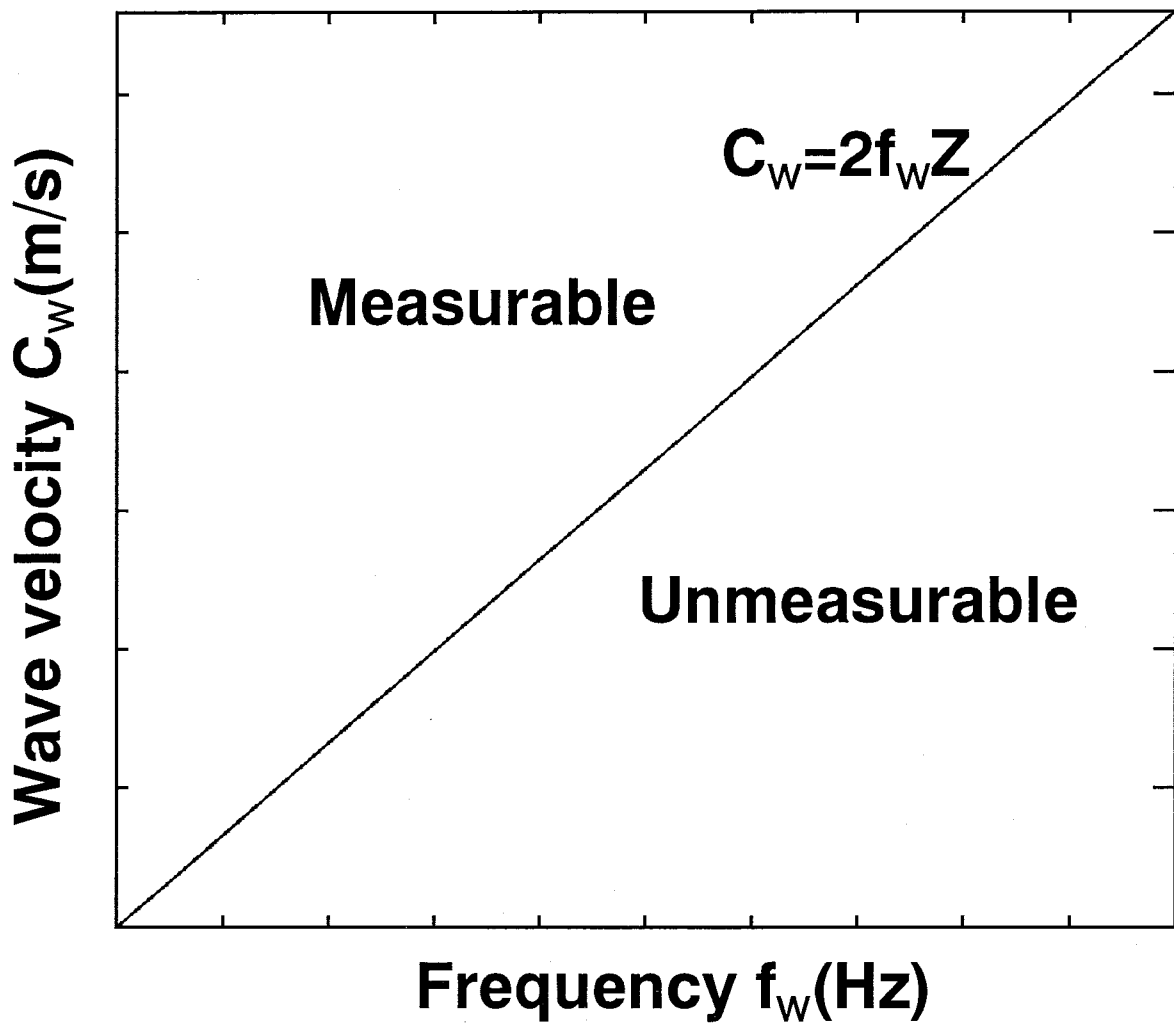


Fig. 4-1.4 Measurable frequency and velocity of wave

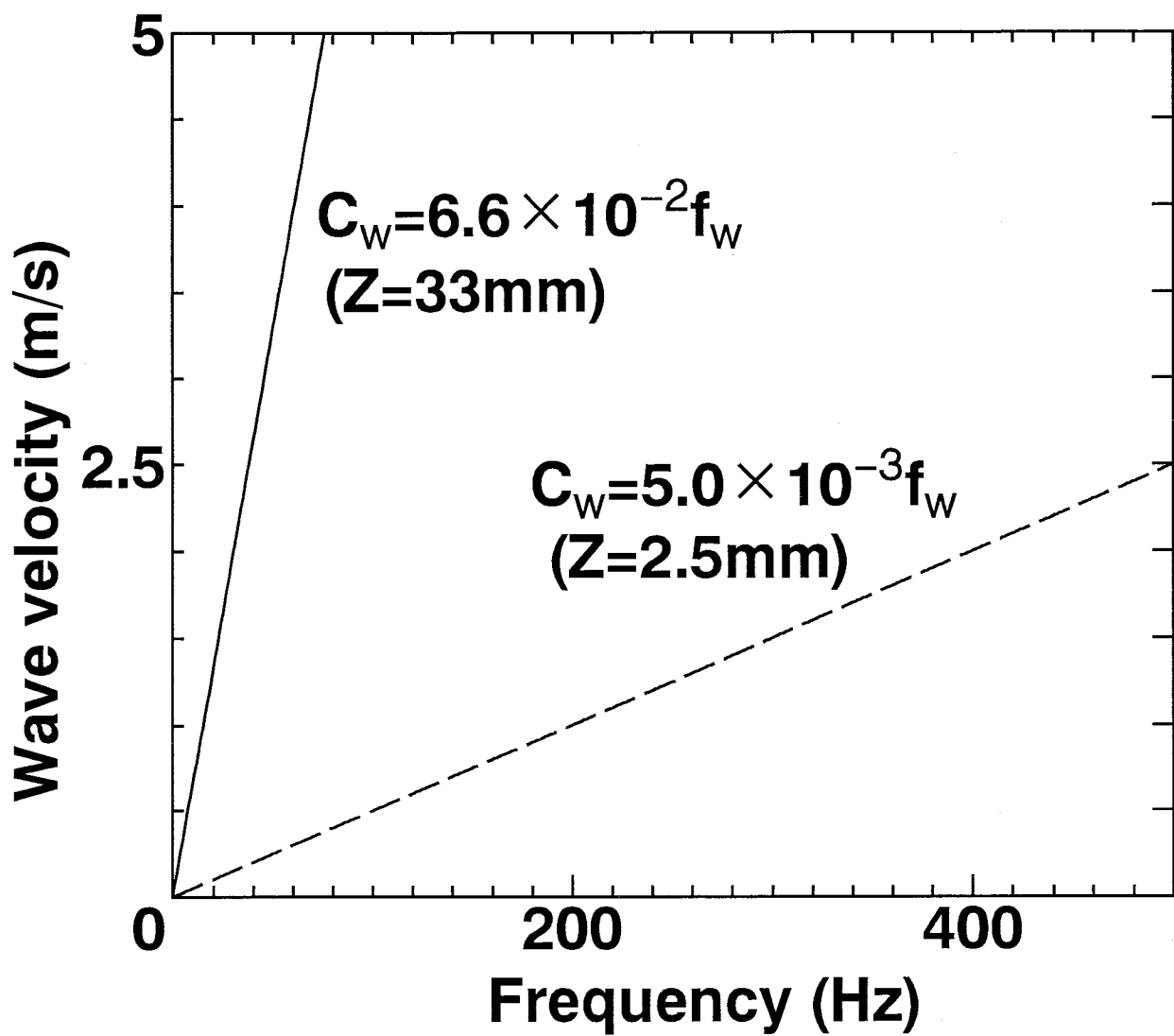


Fig. 4-1.5 Measurable frequency and velocity of wave in the present work

4-2 実験条件

従来の流下液膜に関する研究では助走距離が 1500mm 以上の十分発達した流れについての議論がほとんどであり、未発達域での液膜の流動に関する知見は重要にも関わらず非常に数少ない。このような現状を考慮して、本実験では発達しながら流下する液膜、すなわち助走区間での流下液膜を対象とした。

実験は、流下液膜厚さの時間変動の測定と、液膜界面に形成される波の移動速度の測定に大別した。以下にそれぞれの実験条件を示す。

4-2-1 流下液膜厚さの時間変動測定実験

流下液膜厚さの時間変動測定は液膜流量と助走距離を変化させて行った。

測定部は外乱の少ない壁面中央部であり、スリットからの距離 $L=150\text{mm}$, $L=250\text{mm}$, $L=350\text{mm}$ を基準測定位置とした。それぞれの基準測定位置において LFD を上下に 2 台設置し、微小空間 (33mm) の膜厚変動量を調査する。すなわち計測ポイントはスリットから、 $L=133.5\text{mm}$, $L=166.5\text{mm}$, $L=233.5\text{mm}$, $L=266.5\text{mm}$, $L=333.5\text{mm}$, $L=366.5\text{mm}$ の位置となる。液膜流量は $Re=56 \sim 706$ の範囲で設定し、液温度は $15.0 \pm 0.5^\circ\text{C}$ であった。実験条件の詳細を Table. 4-1 に示す。

4-2-2 液膜界面に形成される波の移動速度の測定

波速度の測定は液膜流量のみを変化させて行った。

計測ポイントは前述の基準測定位置 $L=250\text{mm}$ とし、4-1-3 で述べた測定方法に基づいて液膜波速度を計測する。液膜流量は $Re=32 \sim 676$ の範囲で設定し、液温度は $15.0 \pm 0.5^\circ\text{C}$ であった。実験条件詳細を Table. 4-2 に示す。

Table. 4-1 Exeperimental settings
(Film thickness)

Position	Re	Mean Temp
L=133.5mm, 166.5mm	56, 101, 269, 344 373, 439, 531, 557 606, 631, 649, 704	15.0 ± 0.5 °C
L=233.5mm, 266.5mm	79, 147, 254, 345 373, 422, 530, 549 593, 639, 649, 706	
L=333.5mm, 366.5mm	78, 135, 218, 344 366, 431, 527, 561 606, 639, 649, 702	

Table. 4-2 Experimental settings
(Wave velocity)

Position	Re	Mean Temp
L=250mm	32, 96, 135 178, 255, 339 519, 629, 676	15.0 ± 0.5 °C

4-3 実験結果及び考察

4-3-1 液膜界面の波動形態

まず液膜流の波動性状を定性的に把握するため、LFD によって液膜厚さの時間変動波形を観測した。その一例を Fig. 4-3.1, Fig. 4-3.2 に示す。

$Re=649$ 一定にして気液界面波動の流下方向への変化を見ると (Fig. 4-3.1)、スリットに近い $L=133.5\text{mm}$ 点においても 0.1mm 程度の波動が存在しているが、全般的に比較的そろったリップル波形であり、目視観察によればほぼ鏡面と見なしうるものである。これが助走距離を増すごとに次第に増幅して独立した大きな波立ちが現れ始める。この孤立波は目視観察においても認識できるほど明瞭で、その振幅は 0.5mm 程にも達する。これらの波間には不規則なリップルの波形が存在するようになり、発達域で観測されるようないわゆる 2 波動系 (two-wave system)⁽¹⁾⁽²⁾ へと移行する傾向を示している。

一方、 Re による変化を見てみると (Fig. 4-3.2)、波動の形態は Re の低い領域と高い領域とで全く異なった傾向を示している。 Re が 79 の低い領域では、振幅が 0.8mm にも達するほどの目視観察において二次元波 (幅方向に対してほぼ一様) と見なしうる孤立波がほぼ等間隔に誘起され、それらの波間にリップル波を有する 2 波動系波形となっているが、 Re が 345 以上では、液膜流量の増加に伴って波の個数は増加するものの、振幅はいずれも 0.2mm 程度であり、不規則なリップルの波形になっている。発達域における流下液膜の波動形態は Re の増加とともに振幅が増大し複雑な 2 波動系波形を呈すると報告⁽³⁾されているが、本実験の助走区間においては発達域の波動形態と全く逆の傾向となった。

4-3-2 確率密度関数で評価する液膜波動の特徴

Fig. 4-3.3, Fig. 4-3.4 に液膜厚さの確率密度関数を示す。このデータから液膜界面がどの厚さ付近でどの程度の変動を起こしているかが解析でき、その分布形状によって液膜界面波形の特徴を見積もることができる。

$Re=649$ 一定として助走距離の影響を見てみると (Fig. 4-3.3)、 $L=133.5\text{mm}$ における分布の形状は鋭いピークを持つ三角形状をしており、そのピークを中心にほぼ対称的に分布している。助走距離の増加につれて、鋭いピークが徐々に鈍化するとともに膜

厚さの小なる側に長いすそ野をもつ分布形状へと移行し非対称性を示すようになる。これらの分布形状の特徴から、液膜は助走距離の増加に伴って厚さを減少していき、確率密度は低くなるものの大きな振幅を有する波動へと成長していくことがわかる。次に Re の変化による確率密度関数の移行を見てみると (Fig. 4-3.4)、 $Re=79$ の低い領域では全体的に頻度が低く、ピークのはっきりしない非対称的な分布形状を示しているが、 Re の増加に伴って次第に鋭いピークを有するようになり、その値は膜厚さの大なる側へほぼ一定の値を示すようになる。またピーク値周りの分散も対称的となりほぼ一定の値を示している。これら特徴は、4-3-1 で述べた結果、すなわち Re の増加に伴い、液膜厚さは増すもののそれぞれの平均振幅はほぼ一定で、比較的安定した界面を有する流れへと移行すること、また Re の低い領域においては全く異種の界面性状を有したいわゆる 2 波動系波形となることを裏付けている。

Fig. 4-3.5、Fig. 4-3.6 には液膜存在時間割合、すなわち液膜存在確率分布を示した。確率分布関数は変動する膜厚時間軸信号の瞬時値がある振幅レベル (本解析においては LFD より検出される最大の膜厚値) 以下に存在する確率を表し、上述の確率密度関数を積分演算することにより求められる。図のように液膜厚さの確率分布は正規確率紙に図示すると各流動条件、流動様式ごとに特徴のある分布形態を示す。深野ら⁽⁴⁾や Chu ら⁽⁵⁾は流動様式の領域区分および最大膜厚、最小膜厚等を決定する際の基準として膜厚存在確率分布を用いている。本研究においてもこれらを決定する際の任意性をなくすために、全ての実験条件における膜厚データに本演算処理を施し最大膜厚、最小膜厚を導出した。それぞれの定義については後述する。

4-3-3 平均液膜厚さ

液膜流は Fig. 4-3.1, Fig. 4-3.2 に示したように非定常的な波動を伴うが、それを平均化した値、すなわち平均液膜厚さを基本的物理量として、流動現象を解明する手がかりを得ようとする試みが多くの研究者によってなされている。本研究では平均液膜さ $\bar{\delta}$ を、LFD で測定される全膜厚サンプル値の算術平均として次式から求めた。

$$\bar{\delta} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta_i \quad (4-5)$$

Fig. 4-3.7 には Re 及び助走距離に対する平均液膜厚さの変化をそれぞれプロットしてあるが、これらの値を評価するため、図中に他の研究者の理論式及び実験式を共に記してある。ここでは層流域の理論式としてヌッセルトの式⁽⁶⁾

$$\bar{\delta} = (3\nu^2 Re/g)^{1/3} \quad (4-6)$$

を、乱流域に対しては Karman の速度分布から得られる次式⁽⁷⁾

$$(3.0 + 2.5 \ln \bar{\delta}^+) \bar{\delta}^+ = Re + 64 \quad (4-7)$$

を評価の基準式と考える。ここに

$$\bar{\delta}^+ = u^* \bar{\delta} / \nu \quad (4-8)$$

であり、摩擦速度 u^* は壁面摩擦と重力の平衡式からは

$$u^* = \sqrt{g \bar{\delta}} \quad (4-9)$$

となり⁽⁸⁾、またナビエ・ストークス式からは

$$u^* = [g\nu / (27.5/30.0 \bar{\delta}^+) - 2.5 / \bar{\delta}^{+2}]^{1/3} \quad (4-10)$$

で与えられる⁽⁹⁾。図中には式(4-9)を用いたものを示した。

乱流域の実験式としては、Brauer の実験式⁽¹⁰⁾、

$$\bar{\delta} = 0.302 (3\nu^2/g)^{1/3} Re^{8/15} \quad (4-11)$$

高浜らの実験式⁽³⁾、

$$\bar{\delta} = 0.473 (\nu^2/g)^{1/3} Re^{0.526} \quad (4-12)$$

をそれぞれ記した。また、Hanratty らの式⁽¹¹⁾ (Patankar-Spalding モデルによる解) に対して、液膜表面波動の影響を考慮した補正係数を導入し、書き改めた新垣らの式⁽¹²⁾

$$\bar{\delta} = (\nu^2/g)^{1/3} [8.92 Re^{5/2} + 4.04 \times 10^{-5} Re^{9/2}]^{2/15} \quad (4-13)$$

も参考までに記した。本実験点の助走距離の影響に着目すると $Re < 300$ の範囲では流下方向に対する依存度は見られずほぼ一定で $Re=50$ 付近の低液膜流量条件を除いてはヌッセルトの理論式と比較的よく一致している。しかしながら $Re=200 \sim 400$ の乱流への遷移点を境に流下方向への影響が顕著に現れ始め、助走距離の増加に伴って平均液膜厚さは減少する傾向を示すようになり、また微小空間 (33mm) の変位は下流側へいくに従い小さくなる。特にスリットに最も近い $L=133.5\text{mm}$ ではこの遷移点から次第に Brauer の実験式に近づく傾向が見られ、その流動が乱流的性質の強い流れへ遷移することがうかがわれる。しかしながら、その他の測定点においては Nusselt の層流式とほぼ平行であることからこの傾向は主に液膜の発生方法による影響(加速流の影響)であると考えられ、本実験の助走区間 150 ～ 400mm においては発達域における乱流遷移点を超えた比較的高い Re 条件下においても層流性を維持することが予測される。また、 $Re=50$ 付近の目視結果から二次元波と見なせる低液膜流量条件においては Nusselt の層流式から大きく離れ、新垣らの補正式(4-13)へと近づく傾向を示している。

4-3-4 最大・最小液膜厚さ・平均波高

Fig. 4-3.8, Fig. 4-3.9, Fig. 4-3.10 に最大液膜厚さ δ_{max} 、最小液膜厚さ δ_{min} 、平均波高 \bar{h} の測定結果をそれぞれ示す。本実験において δ_{max} と δ_{min} は 4-3-2 で与えられた液膜厚さの存在確率分布が 99%と 1%となる δ の値として、また平均波高は δ_{min} からそれぞれの波の波頭までの距離 h の算術平均値としてそれぞれ決定した。また図中には比較の対象として助走距離 1600mm の位置で触針法によって得られた伊藤、佐々木の実験式⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾

$$h_{max} = 1.78 \times 10^{-5} Re^{0.68} \quad (4-14)$$

$$\delta_{min} = 4.54 (g/\nu^2)^{-1/3} \quad (4-15)$$

$$\delta_{max} = h_{max} + \delta_{min} \quad (4-16)$$

$$\bar{h} = 2.12 \times 10^{-5} Re^{0.53} \quad (4-17)$$

をそれぞれの厚さごとに記した。

Re による変化を見てみると、最大液膜厚さは $Re < 200$ において伊藤らの式と一致しているが、 $Re > 200$ では全体的に伊藤らの式よりも低い値を示している。また流下方向への δ_{max} の変化は $Re < 200$ において大きな特徴は見られないが、 $Re > 200$ では助走距離の増加に伴って増大する傾向を示す。一方、最小液膜厚さは助走距離の増加と共に減少する傾向にあり、Re の影響に着目すると全体的に $Re = 200 \sim 400$ 付近で伊藤らの値を上回ってその後もなお増大する傾向が見られる。平均波高は最大液膜厚さの結果と同様で低 Re 数領域では助走距離の影響は見られず伊藤らの式と一致し、 $Re > 200$ では伊藤らの式から離れて合わなくなる。また波高の Re に対する依存性は見られず $Re > 200$ ではほぼ一定となっているが、助走距離に対してはその増加とともに大きくなる。これらの発達域における流動との比較結果と液膜 Re 数に対する依存傾向は 4-3-3 で述べた平均液膜厚さの乱流理論値との検討結果と類似している。すなわち本実験条件における液膜の特性は、流下方向への波の発達は顕著に現れるものの全般的な流動は発達域のそれと比して層流的であることがうかがわれる。また低液膜 Re 数条件で最大厚さと平均波高が伊藤らの式と一致したのは、本実験助走区間においても低流量条件の場合、発達域と同様に重力によるエネルギー供給速度と粘性による散逸速度の釣り合い関係が平衡に近い状態で保たれるためであると予測される。

4-3-5 液膜波動の統計的検討

ここでは液膜波動の性質を以下に示す統計数値により若干検討してみる。

$$\Psi = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\delta_i - \bar{\delta})^2 \right]^{1/2} \quad (4-18)$$

$$F = \frac{\Psi}{\bar{\delta}} \quad (4-19)$$

$$S = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\delta_i - \bar{\delta})^3}{\Psi^3} \quad (4-20)$$

$$K = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\delta_i - \bar{\delta})^4}{\Psi^4} \quad (4-21)$$

Ψ は標準偏差すなわち平均値周りの分散であり、波動の波立ちの大きさを表す。 F は標準偏差を平均液膜厚さで除した無次元数で平均液膜厚さに対する界面乱れ強さを示している。 S はスキューネスと称し、平均値周りの3次モーメントを標準偏差の3乗で正規化したもので、平均値周りの非対称性を示す指標である。 K はクルトシスと称し、平均値周りの4次モーメントを標準偏差の4乗で正規化したもので、波形の尖鋭度を示す指標である。LFDで計測された液膜厚さのサンプルデータを上式にそれぞれ与え、各実験条件ごとに演算させた。

Fig. 4-3.11に Ψ の演算結果を示す。 $Re < 200$ では助走距離に依存せずかなり大きい値を示しており、界面に振幅の大きい波動を有した液膜が全流路に渡ってほぼ一様に形成されていることが推察される。 Re が200以上になると、流下方向への変化が顕著に現れ始め、助走距離をますごとに分散は大きくなり、液膜は激しい波動を伴う流れへと成長しながら流下する様子がうかがえる。各助走区間ごとの Re の影響を見ると全体的に Re の増加に伴って減少する傾向が見られるが、 $Re=300$ 以降の依存性は助走距離の影響に比べると非常に少なく、本実験の助走区間における波の振幅は低 Re 条件下を除いて、 Re に対して大きな変化を見せないことが分かる。また $Re=400$ 付近で助走距離を問わず突発的に大きくなる傾向があるがこれについては後述する。

Fig. 4-3.12に F の演算結果を示す。 F は Ψ と同様の傾向を示しているが、界面の波立ちをより鮮明に表す。特に $Re < 200$ については形成される波の振幅が他の流量条件と比べてかなり大きいものであることが分かる。

Fig. 4-3.13, Fig. 4-3.14にそれぞれ S と K の結果を示す。図から分かるように S は低 Re 数条件および高 Re 数の下流域において幾分高い傾向を示し流れが2波動系波形の性質を有していることがわかる。また K は助走距離及び液膜流量への依存性は全く見られない。

4-3-6 波速度

Fig. 4-3.15 は 流下方向に対して設置した 2 台の LFD から検出される波の位相遅れ ω (deg) の代表例である。本研究ではこの図のように、各周波数ごとの ω を最小二乗近似して平均化し、4-1-3 で記述した方法で平均波速度を求める。Fig. 4-3.16 は各流量条件ごとの位相遅れの結果をそれぞれ比較している。この図のように Re の増加に伴って ω は減少し、波の速度は上昇することが分かる。

Fig. 4-3.17 は、各実験条件ごとの ω から求めた平均波速度 C_w の結果を示している。図中には比較の対象として、伊藤-佐々木の実験式⁽¹³⁾

$$C_w = 5.91 \times 10^{-2} Re^{0.46} \quad (4-22)$$

およびヌッセルトの層流理論に基づいて算出した液膜表面速度の値⁽⁶⁾

$$C_w = \frac{3}{2} \left(\frac{g\nu}{3} \right)^{1/3} Re^{2/3} \quad (4-23)$$

をそれぞれ記した。図から分かるように波速度は $Re=30$ 付近の低い範囲を除いてヌッセルトの値とよく一致しており、これまでの液膜厚さに対する検討結果と同様に、発達域における乱流遷移領域以上の流動範囲においても流れが層流的であることを示唆している。

Fig. 4-3.18 は波速度 C_w を平均液膜厚さの結果から与えられる断面平均速度 U_0 で無次元化した $\alpha = C_w/U_0$ を代表パラメータとして用いた結果である。ここに平均速度 U_0 は $U_0 = \Gamma/\delta$ である。図中には比較のため、Kapitza の線形理論⁽¹⁵⁾ $\alpha = 3$ と Levich-Bushmanov の非線形理論⁽¹⁶⁾ $\alpha = 2.4$ を記した。図より α は $Re=30$ 付近では $\alpha > 2$ となり、他の条件より大きい値を示すが、 $Re=200$ 付近では $\alpha \div 1.2$ まで低下する。その後 $Re=400$ までの範囲において、 $\alpha > 1.5$ と大きくなり、さらに Re を増すと α は減少していく傾向を見せるようになる。このように α は Kapitza, Levich-Bushmanov らの理論のように一定ではなくレイノルズ数に依存し、これらの理論値は本実験値よりかなり大きい値を示している。このような不一致は発達域の液膜においても多くの研究者から指摘されており⁽³⁾、理論式の導出仮定に問題があるものと思われる。また本実験で見られた

Re=400 付近の α の変動は、基底液膜内の速度分布の変化がこの Re 付近で生じたためであると考えられ、また 4-3-5 で述べた界面乱れ強さの変化点と一致していることから液膜の移動速度、波高及び通過頻度の相関性は強いものと考えられる。

4-3-7 波動特性と最大液膜厚さの相関

次に本実験と同様の装置を用いて行った研究結果⁽¹⁷⁾を対象にして検討を行った。

野底らは液供給系に周期擾乱を与えることにより鉛直壁面上に二次元波を任意に発生させ、その流動特性(最大波高、波速度、波長)を可視化と触針プローブにより測定し、スリットから 100mm の短い助走区間に形成される定常二次元波動について Re 数及び二次元波の波間距離から波速度と波高を予測する以下のような相関式を与えており、いずれも 1%以内の精度で実験値とよく一致するとしている。

$$N_{\delta_{max}} = 0.49 K_F^{0.044} N_\lambda^{0.39} Re^{0.46} \quad (4-24)$$

$$N_{C_w} = 1.13 K_F^{0.02} N_\lambda^{0.31} Re^{0.37} \quad (4-25)$$

$N_{\delta_{max}}$: 無次元最大厚さ $[=\delta_{max}(g/\nu^2)^{1/3}]$

N_{C_w} : 無次元波速度 $[=C_w/(\nu g)^{1/3}]$

K_F : 物性グループ $(=\rho^3 \nu^4 g / \sigma^3)$

本研究では両式に無次元周波数 $N_{fw} [=f_w(\nu/g^2)^{1/3}]$ を与えて次式のように利用しやすい形に書き改めた。

$$N_{C_w} = 1.18 K_F^{0.029} N_{fw}^{-0.45} Re^{0.54} \quad (4-26)$$

$$N_{\delta_{max}} = 0.523 K_F^{0.055} N_{fw}^{-0.57} Re^{0.67} \quad (4-27)$$

ここで問題となるのは波の周波数の定義である。本研究では LFD で測定された液膜厚さのデータから以下の方法で波を分類し、上式にあてはめる波周波数を決定した。まず液膜を構成する層を平均液膜厚さのほかに 2 種類与える。

$$\text{上部波動層} \quad \delta_n = \frac{1}{n_j} \sum_{j=1}^n \delta_j (\delta_j > \bar{\delta}, n_j : \text{積算数}) \quad (4-28)$$

$$\text{基底波動層} \quad \delta_e = \frac{1}{n_k} \sum_{k=1}^n \delta_k (\delta_k \leq \bar{\delta}, n_k : \text{積算数}) \quad (4-29)$$

上記のように定義した層を用いて波形を次の三つに分類した。

孤立した波の両端すそ部の平均値が平均液膜厚さより小さく波の最大値が上部波動層を越す波を Large wave、孤立波のピークを基底波動層以上、上部波動層以下に有する波を Small wave、さらに基底波動層内に最大値をもつ波を Base wave とした。LFD から検出される液膜厚さのデータをこの方法で分類し、単位時間当たりの Large wave の通過頻度 $f_w(\text{Hz})$ を上述の式の波周波数と決定した。

Fig. 4-3.19, Fig. 4-3.20 は上式と本実験結果を比較した図である。波速度、波高とも、横軸無次元パラメータの小さい領域、すなわち Re の低い流動条件下で特に助走距離が短い区間では両者は一致しているが、流れが発達するに従って合わなくなる。すなわちその適用限界が Re 数と助走距離の増加に従って二次元波的な流れから三次元波的な流れへ移行する際の遷移点にあることがわかる。従って上式へさらに無次元助走距離 $N_L [=L(g/\nu^2)^{1/3}]$ の相関を付け加え、二次元波的な流れが崩れる Re が 100 以上の実験結果を対象として最小二乗法により最大液膜厚さに関する以下の相関式を得た。

$$N_{\delta_{max}} = 0.788 K_F^{0.055} N_{fw}^{-0.07} Re^{0.230} N_L^{0.305} \quad (4-30)$$

上式による結果を Fig. 4-3.21 に示す。図から分かるように測定値はスリットに近い点では傾向が異なる様子を示しているが、ほぼ 10% 以内の精度でよく一致した。

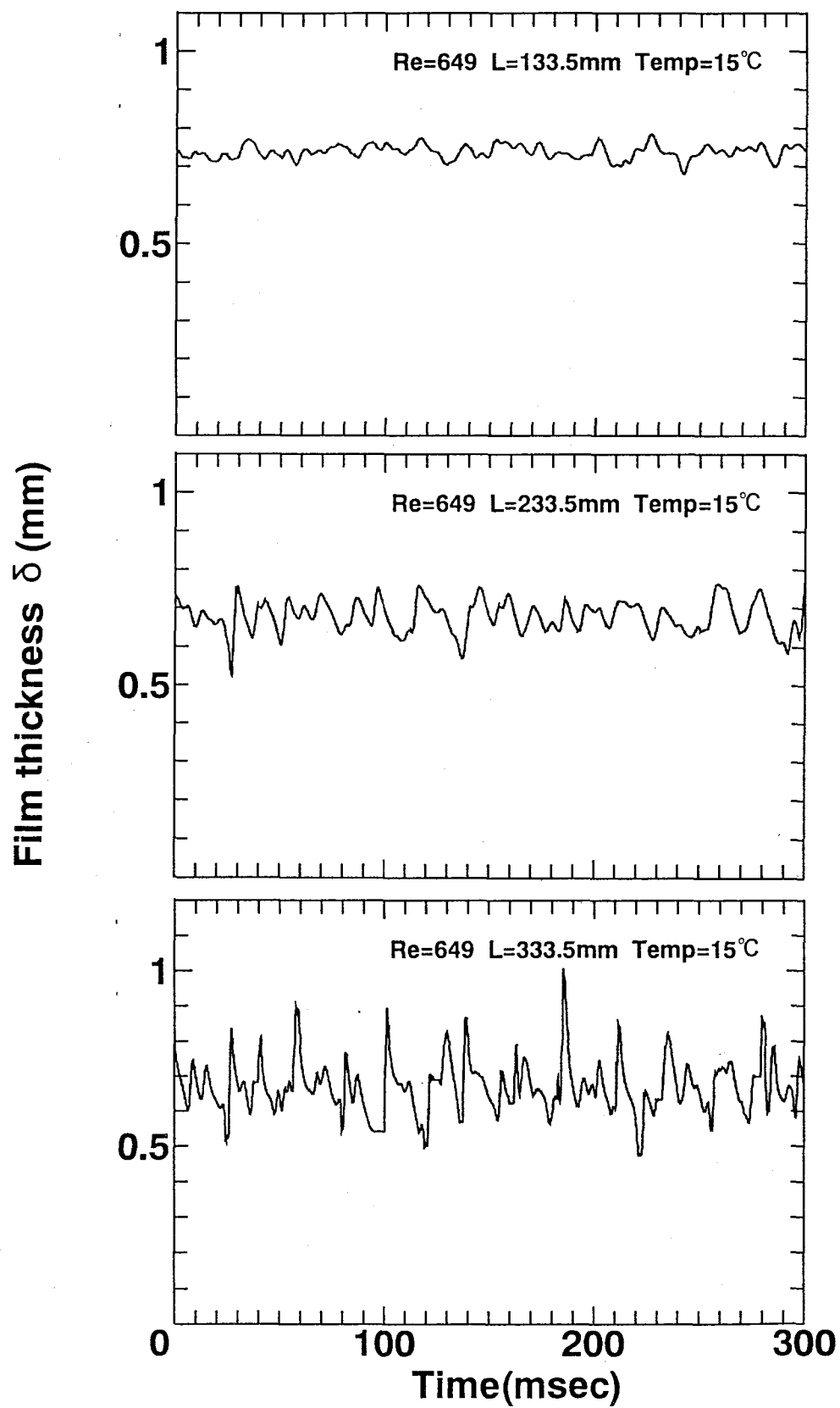


Fig. 4-3.1 Typical film thickness traces
(Effect of entry length $Re=649$)

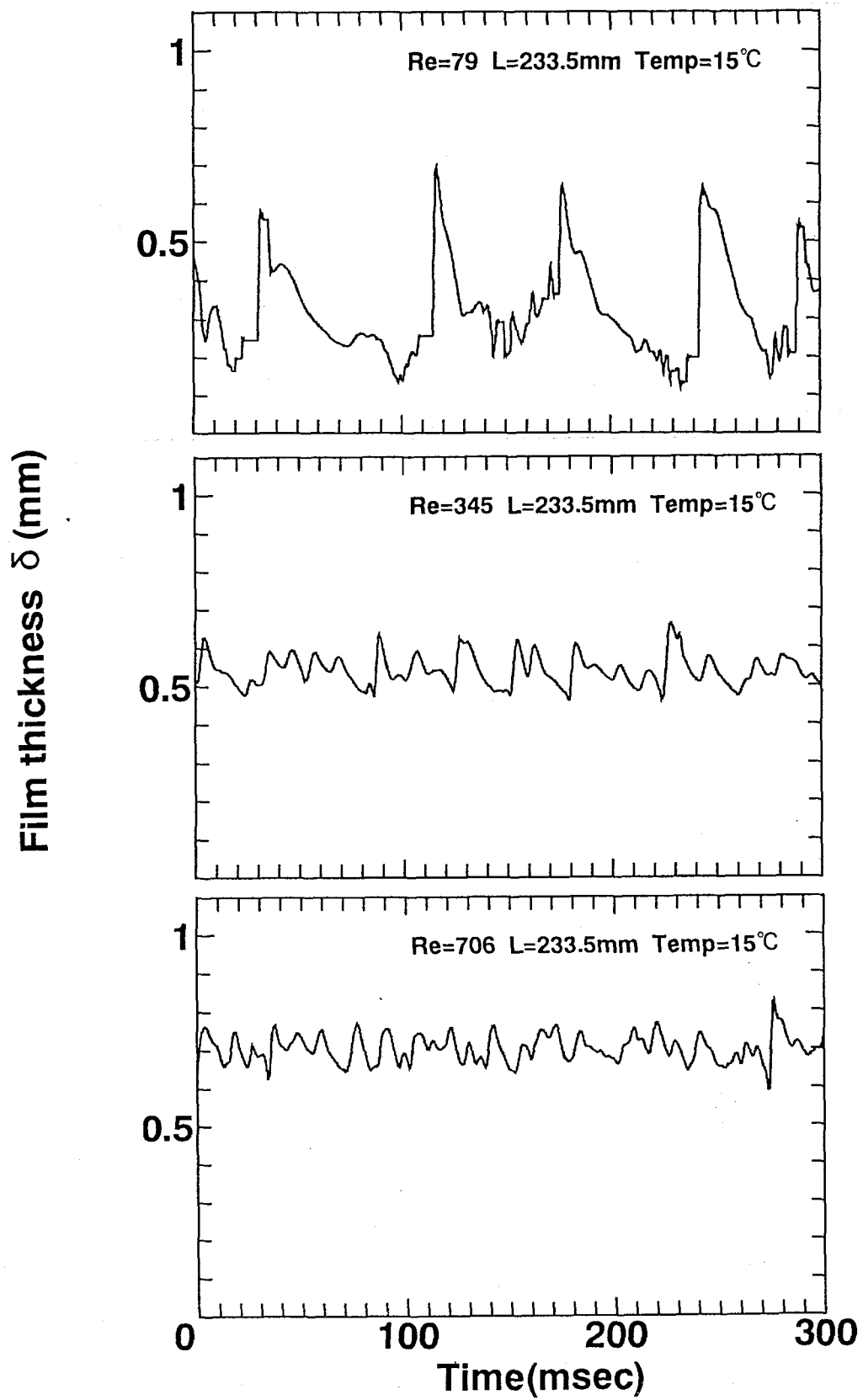


Fig. 4-3.2 Typical film thickness traces
(Effect of Reynolds number $L=233.5$)

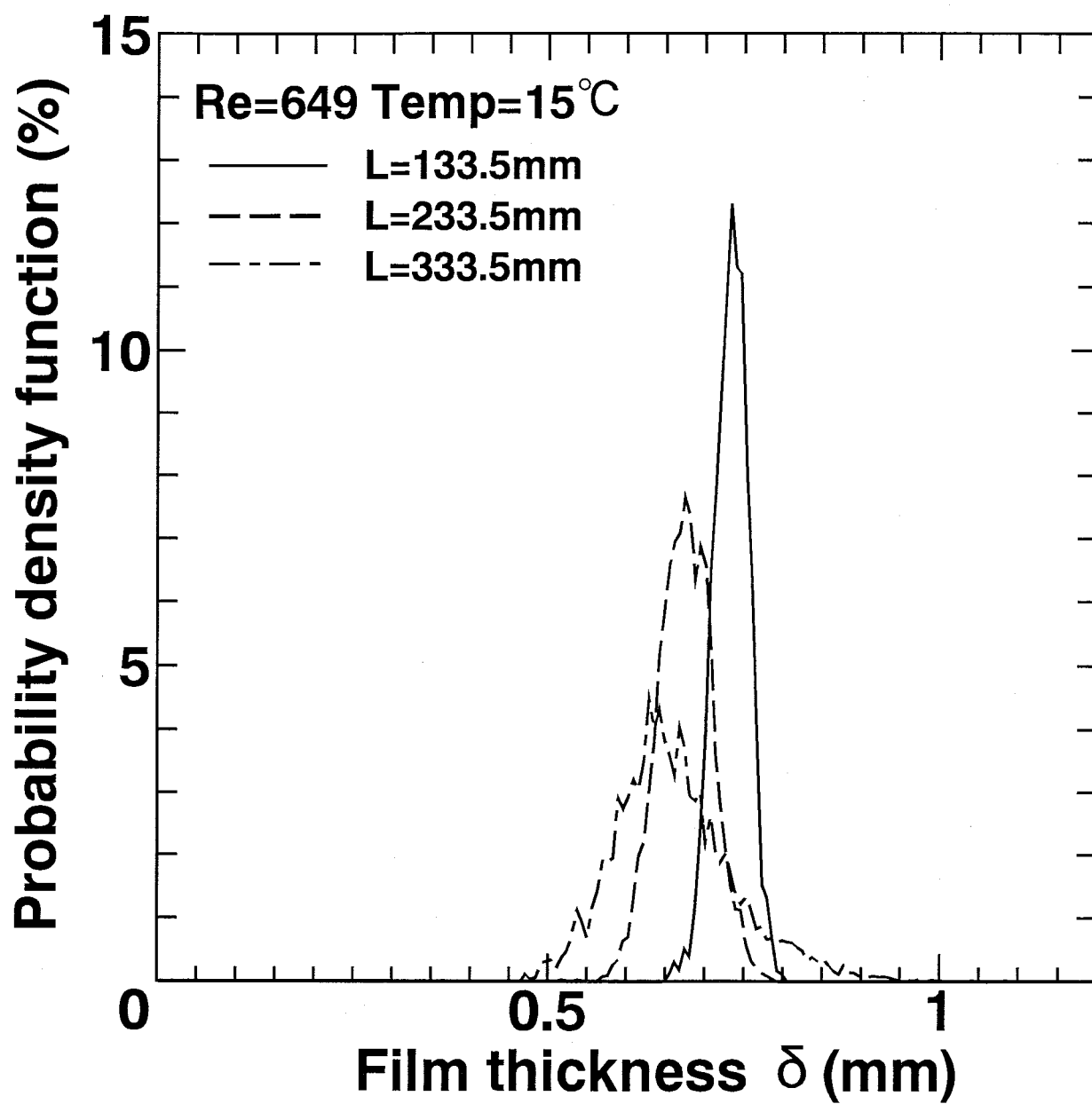


Fig. 4-3.3 Probability density function
(Effect of entry length $Re=649$)

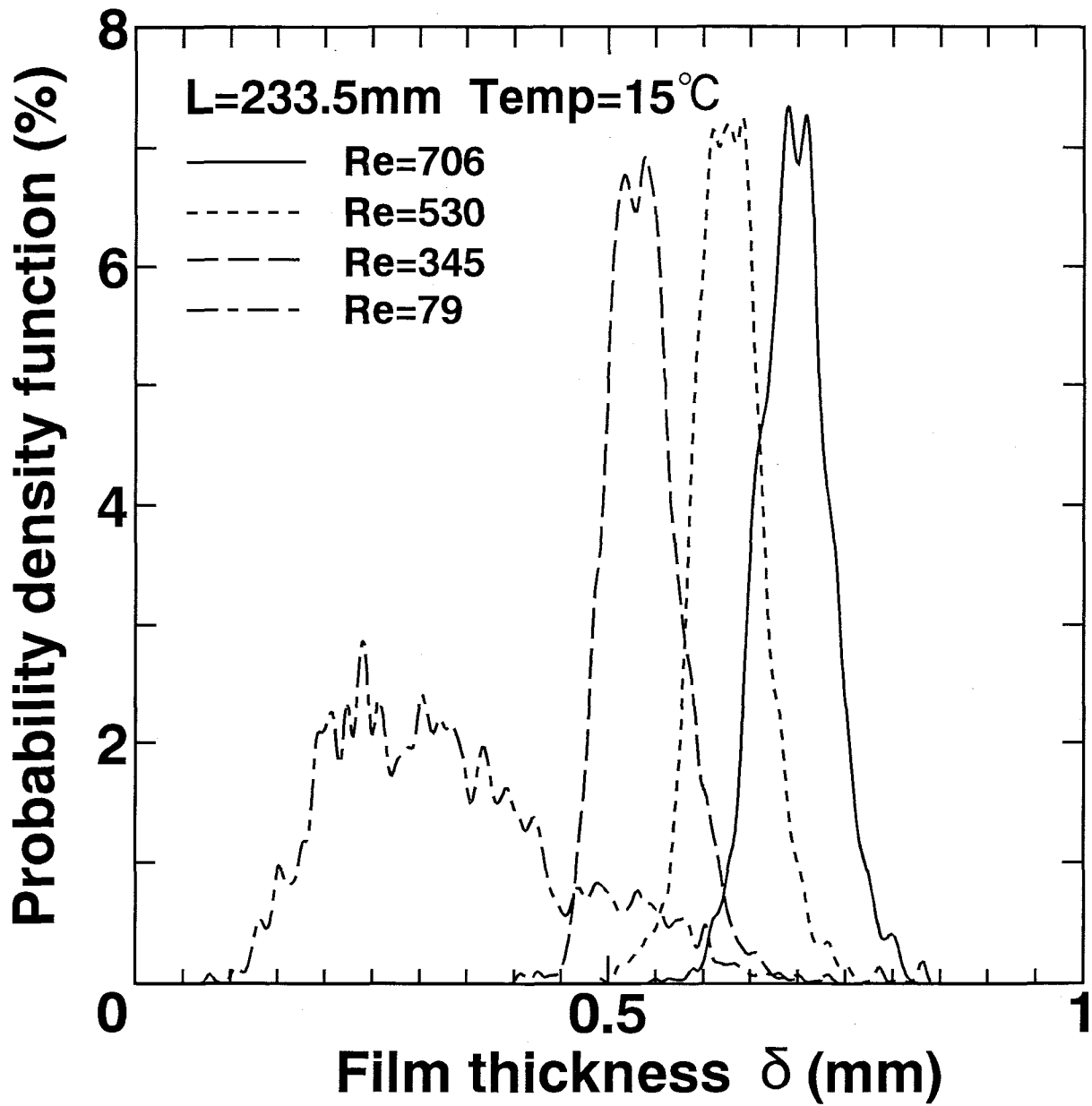


Fig. 4-3.4 Probability density function
(Effect of Reynolds number $L=233.5\text{mm}$)

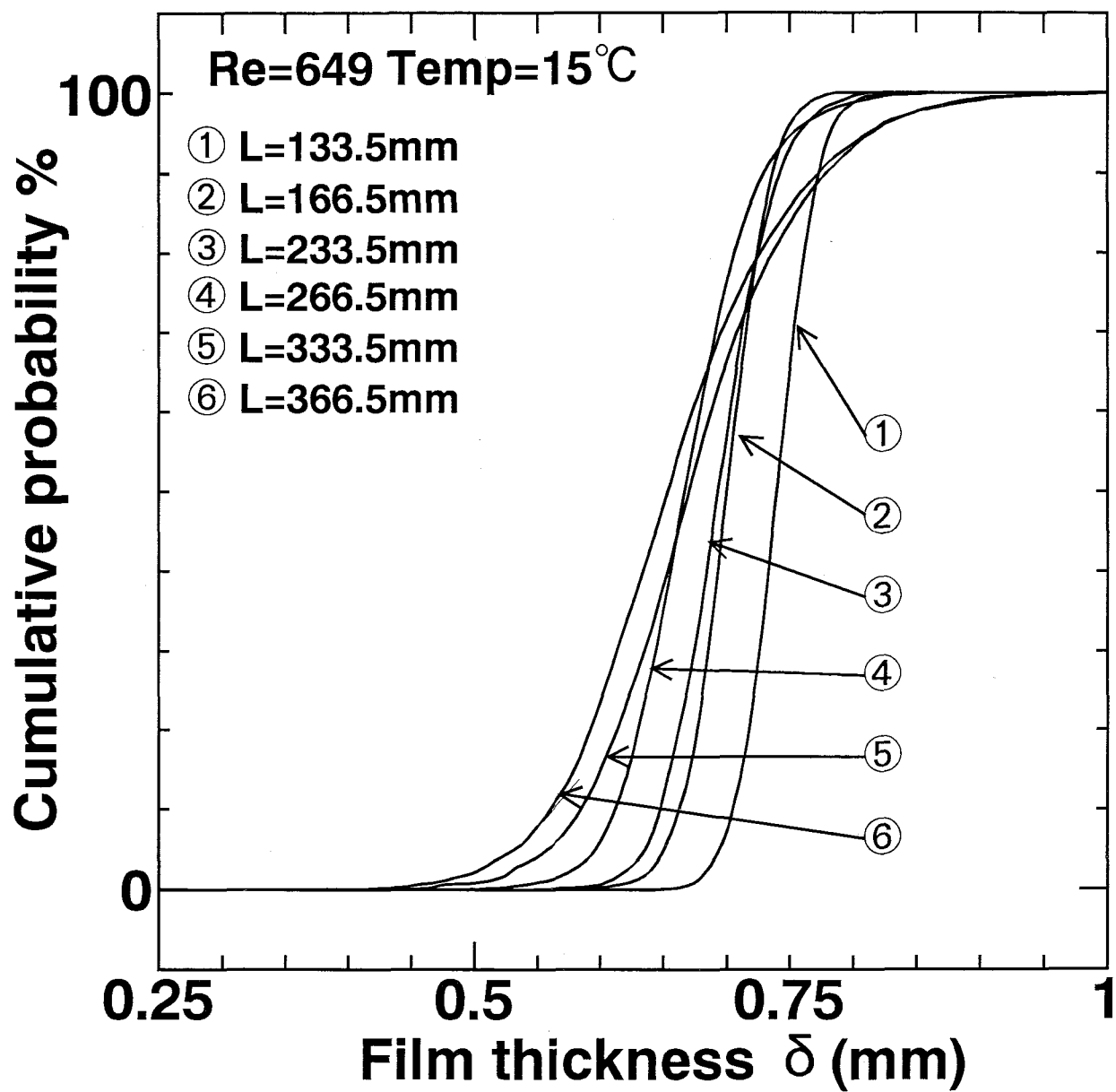


Fig. 4-3.5 Cumulative probability
(Effect of entry length Re=649)

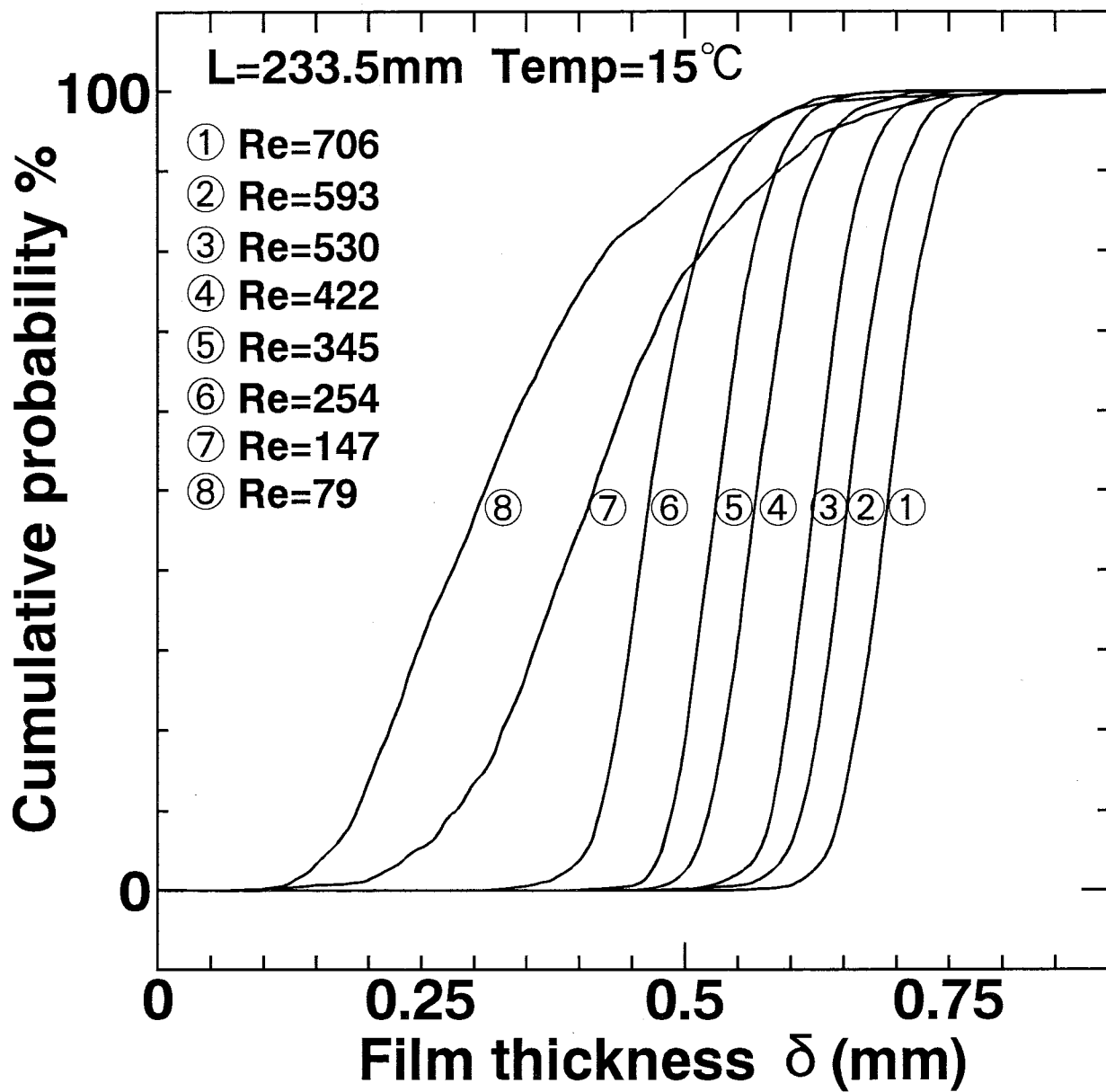


Fig. 4-3.6 Cumulative probability
(Effect of Reynolds number L=233.5mm)

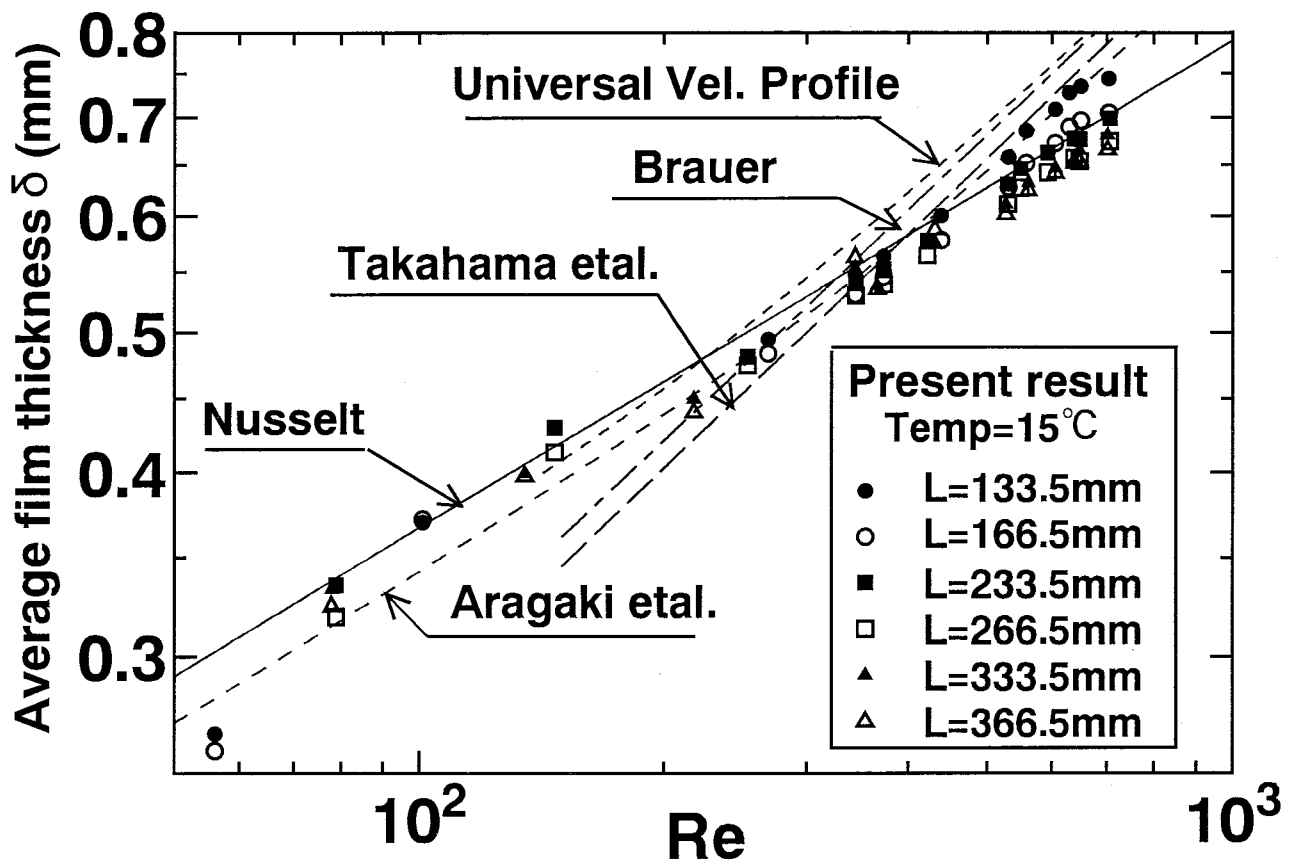


Fig. 4-3.7 Comparison of conventional equations with experimental average film thickness

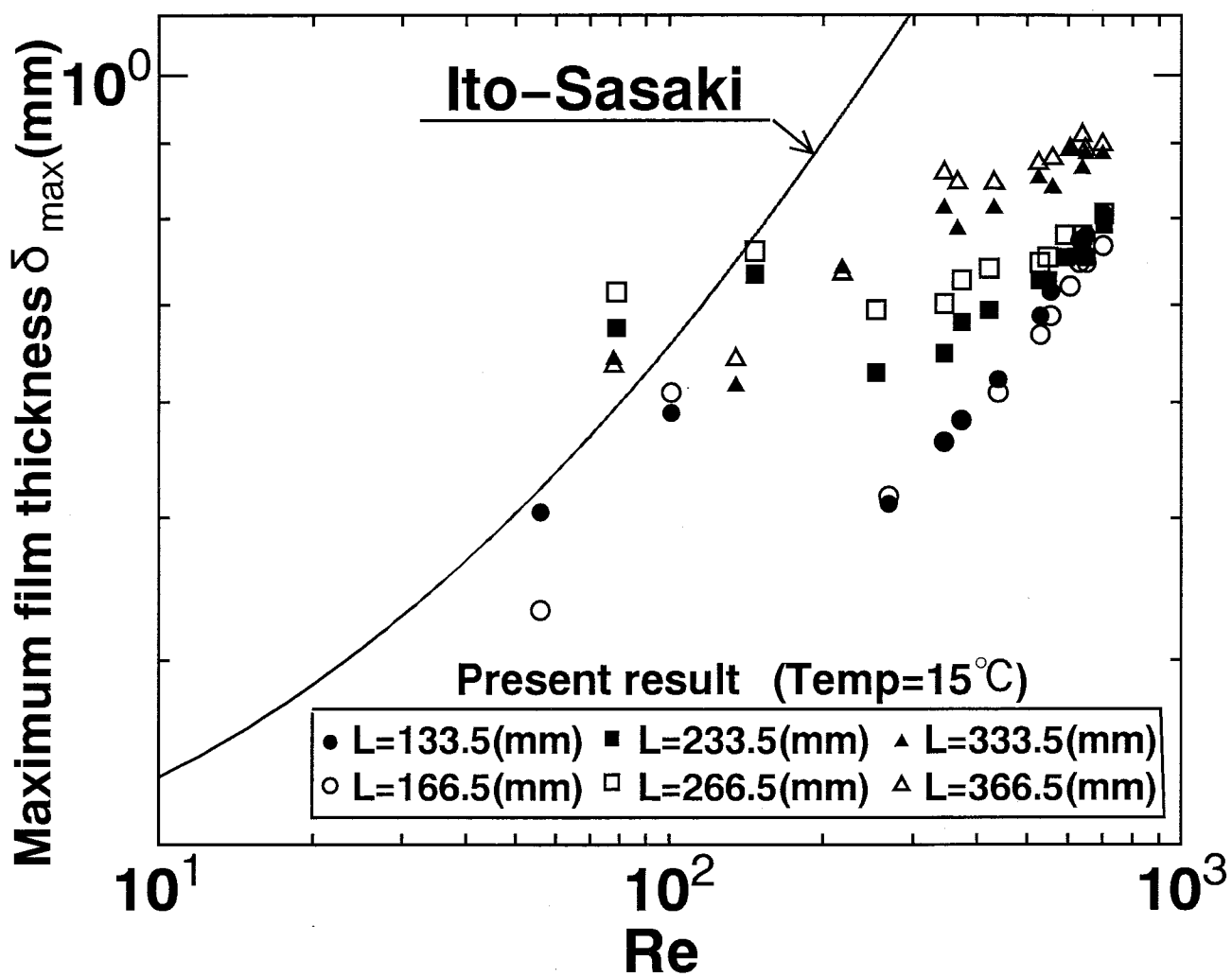


Fig. 4-3.8 Maximum film thickness

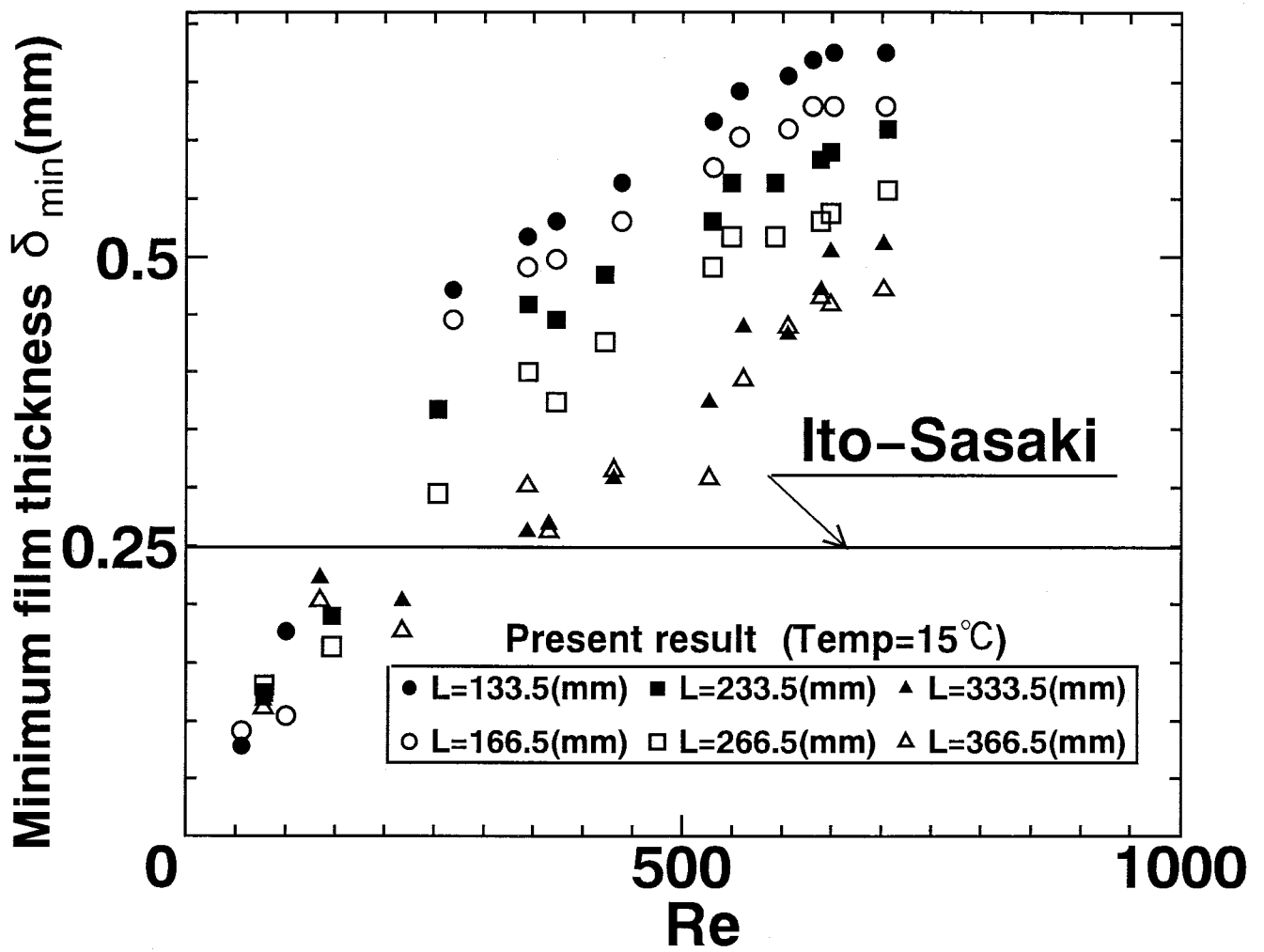


Fig. 4-3.9 Minimum film thickness

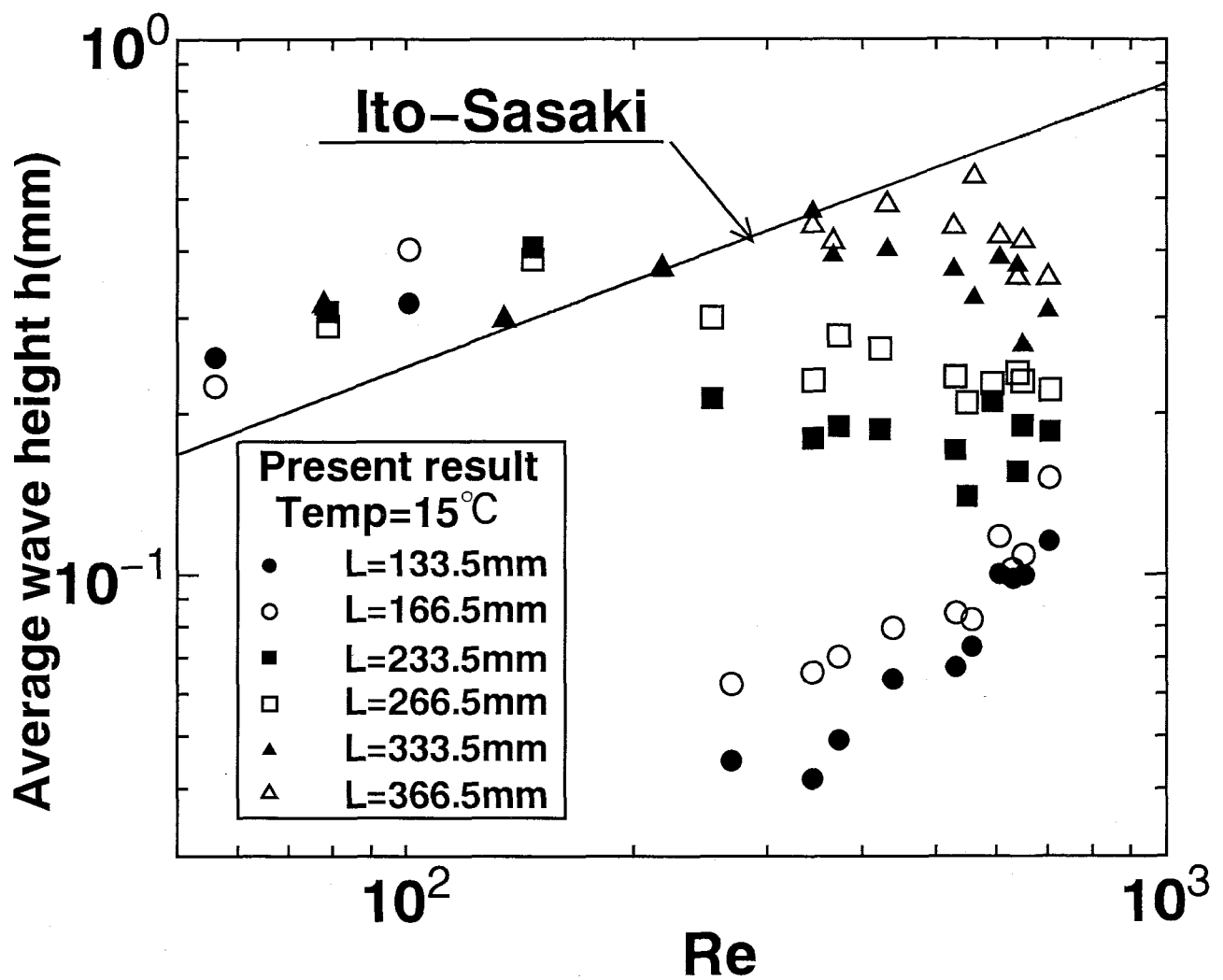


Fig. 4-3.10 Average wave height

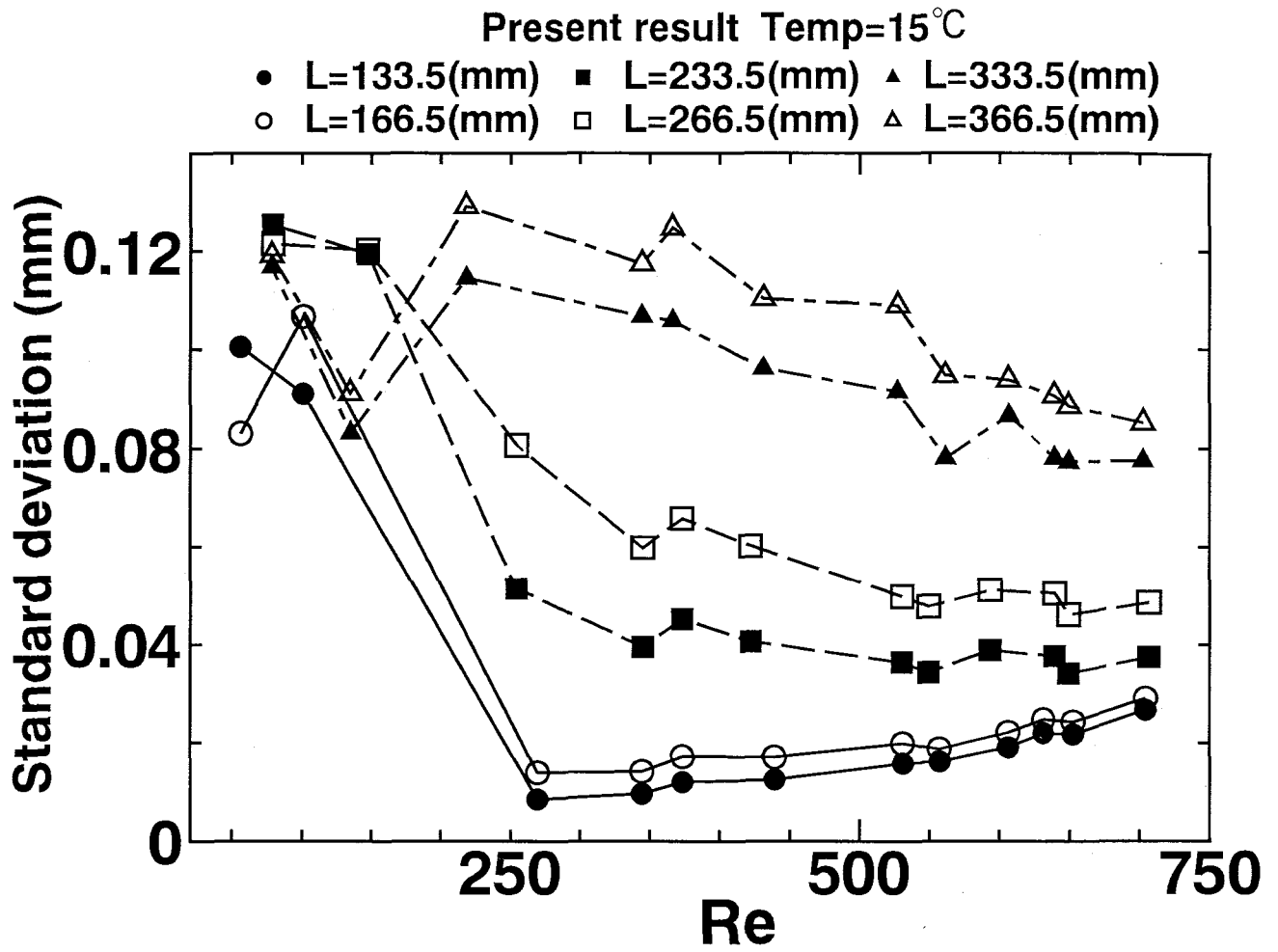


Fig. 4-3.11 Standard deviation

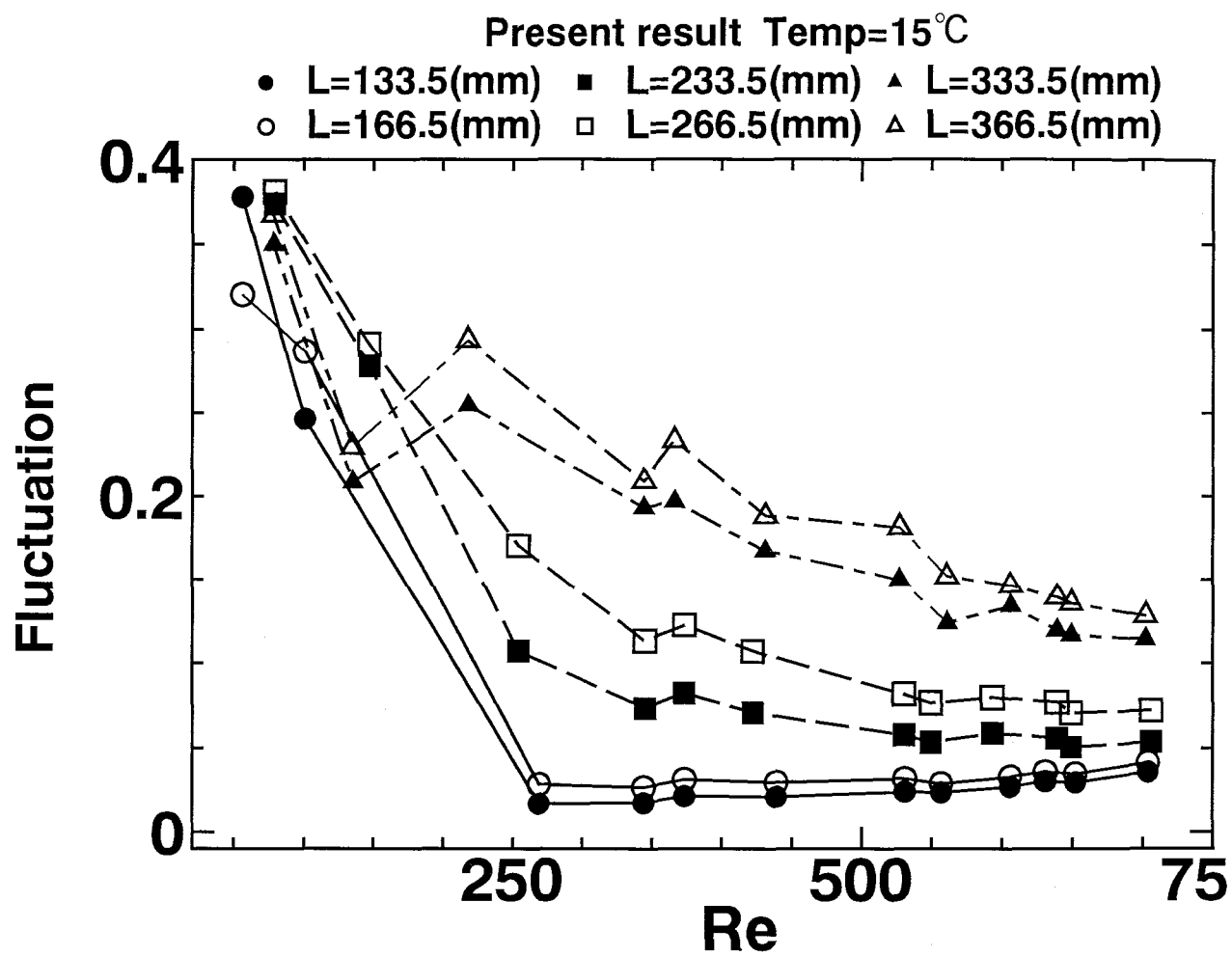


Fig. 4-3.12 Fluctuation

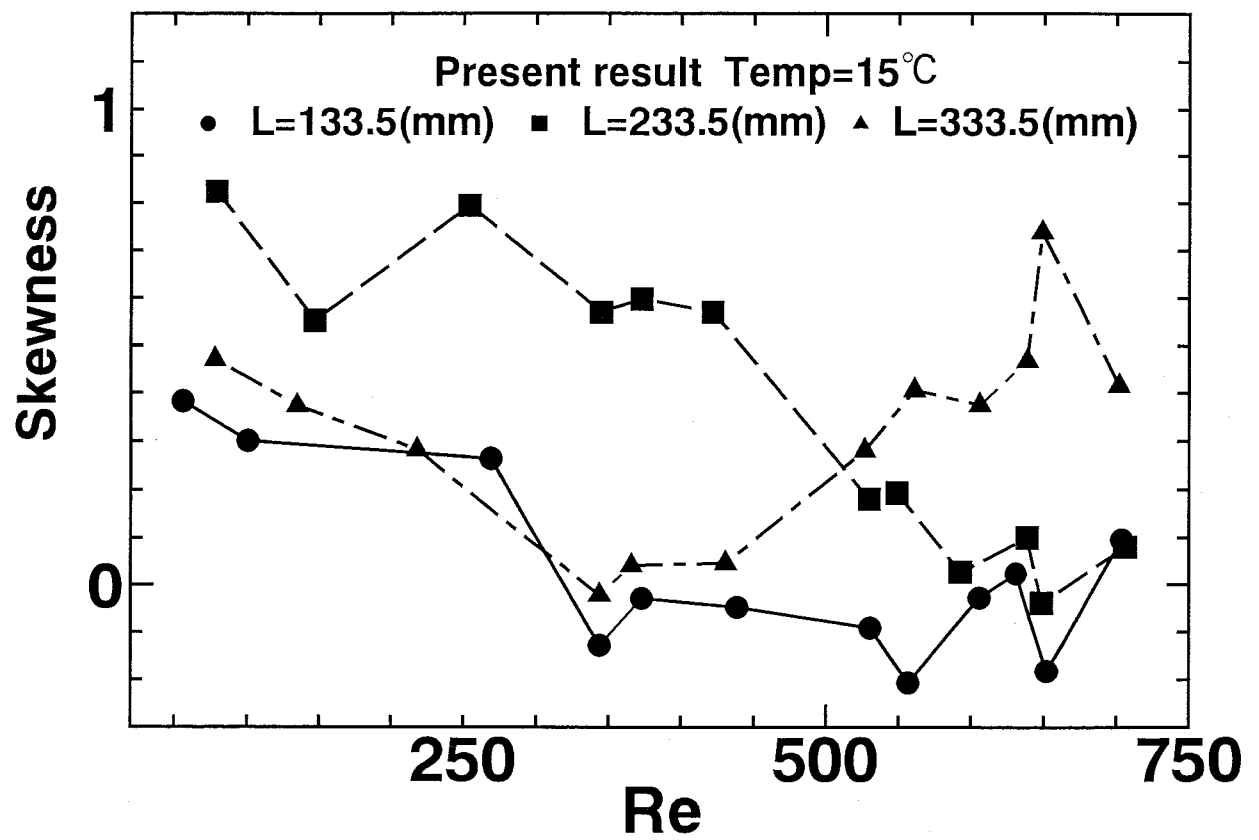


Fig. 4-3.13 Skewness

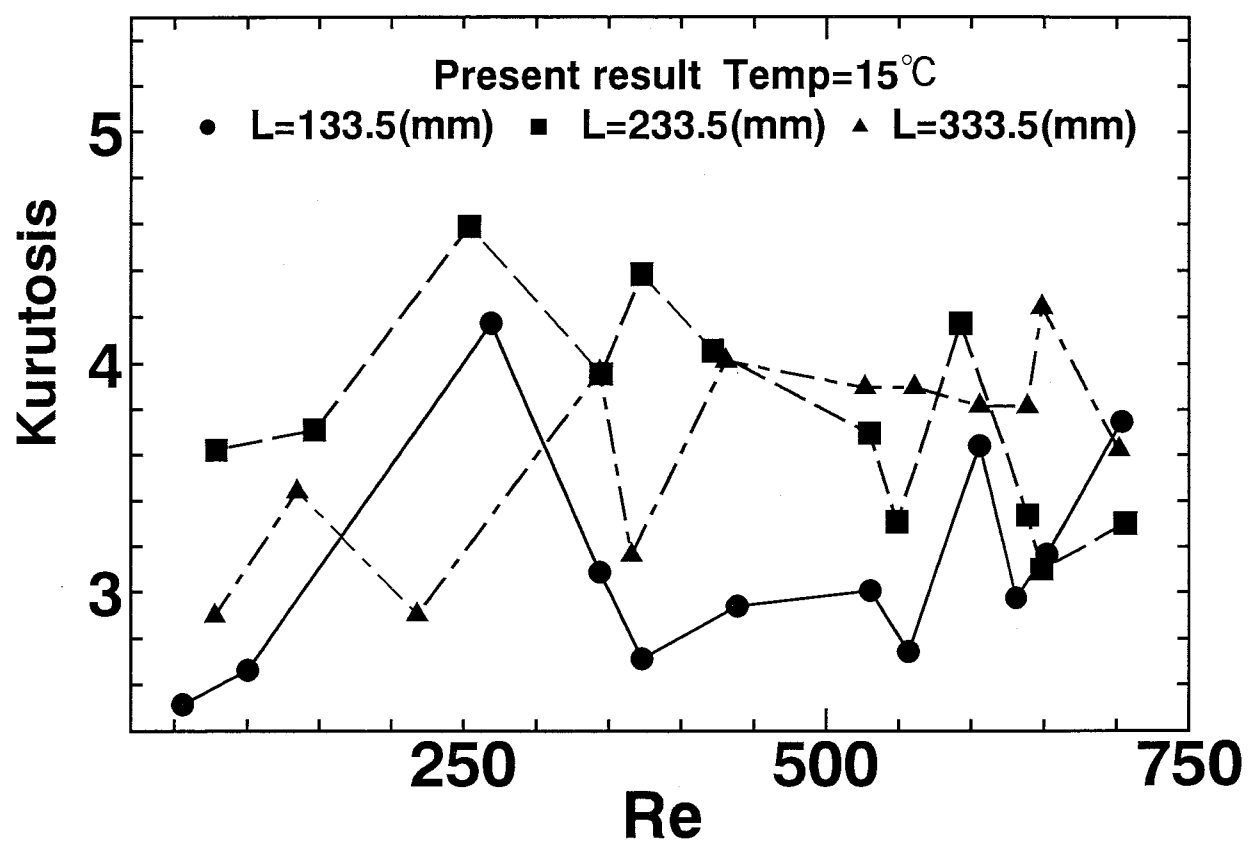


Fig. 4-3.14 Kurutosis

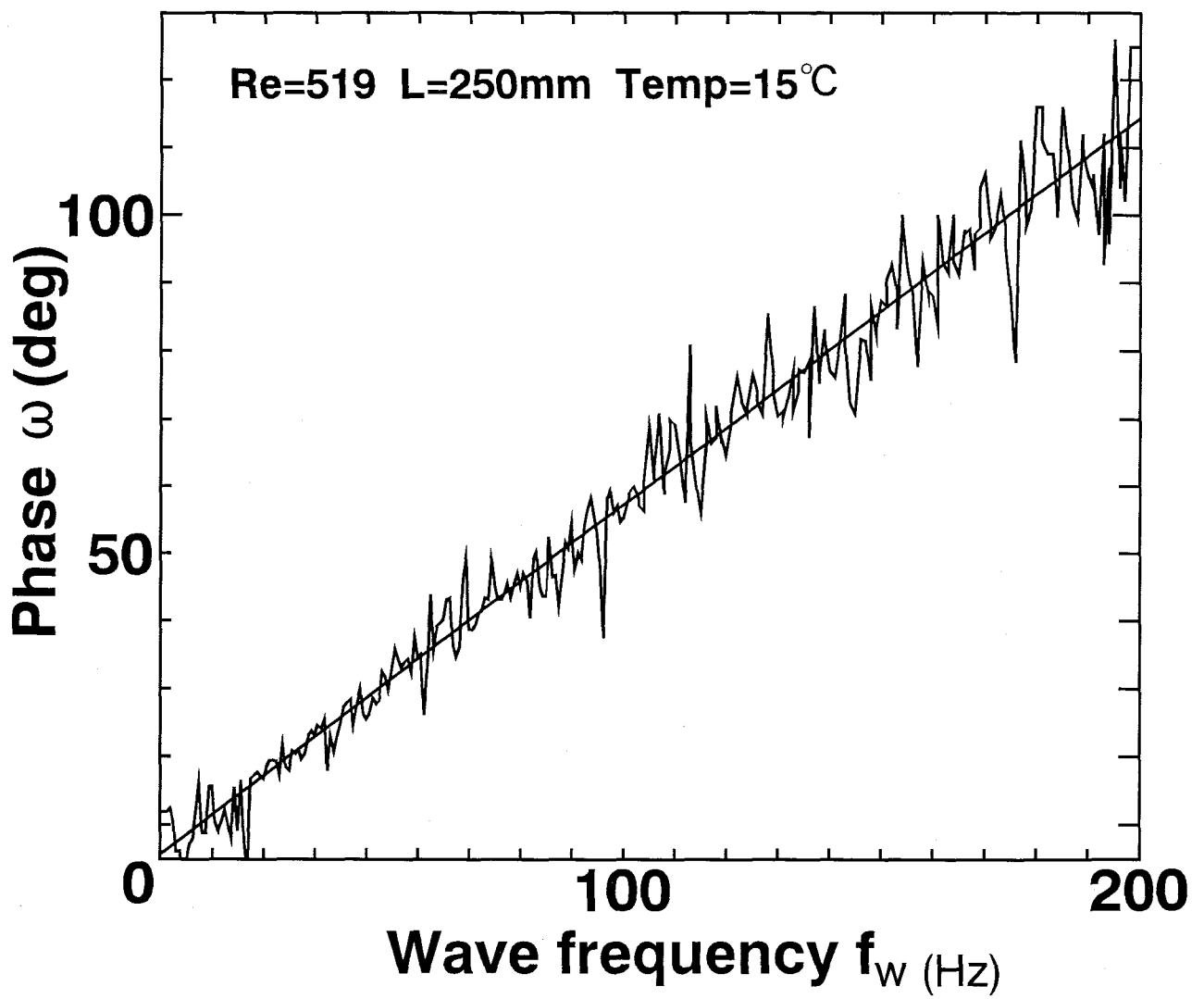


Fig. 4-3.15 Standardization of phase angle using the method of least squares

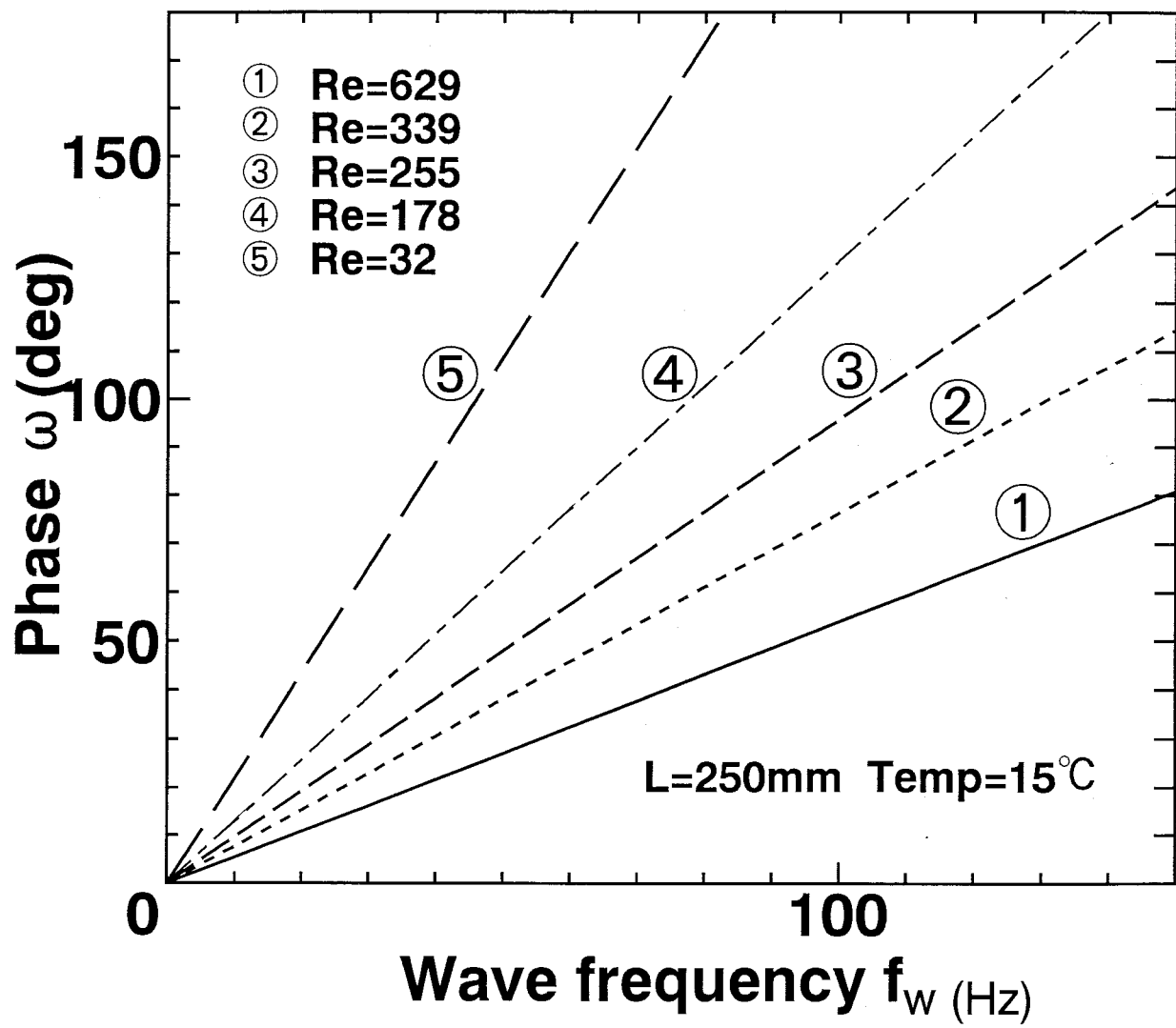


Fig. 4-3.16 Wave frequency and phase angle

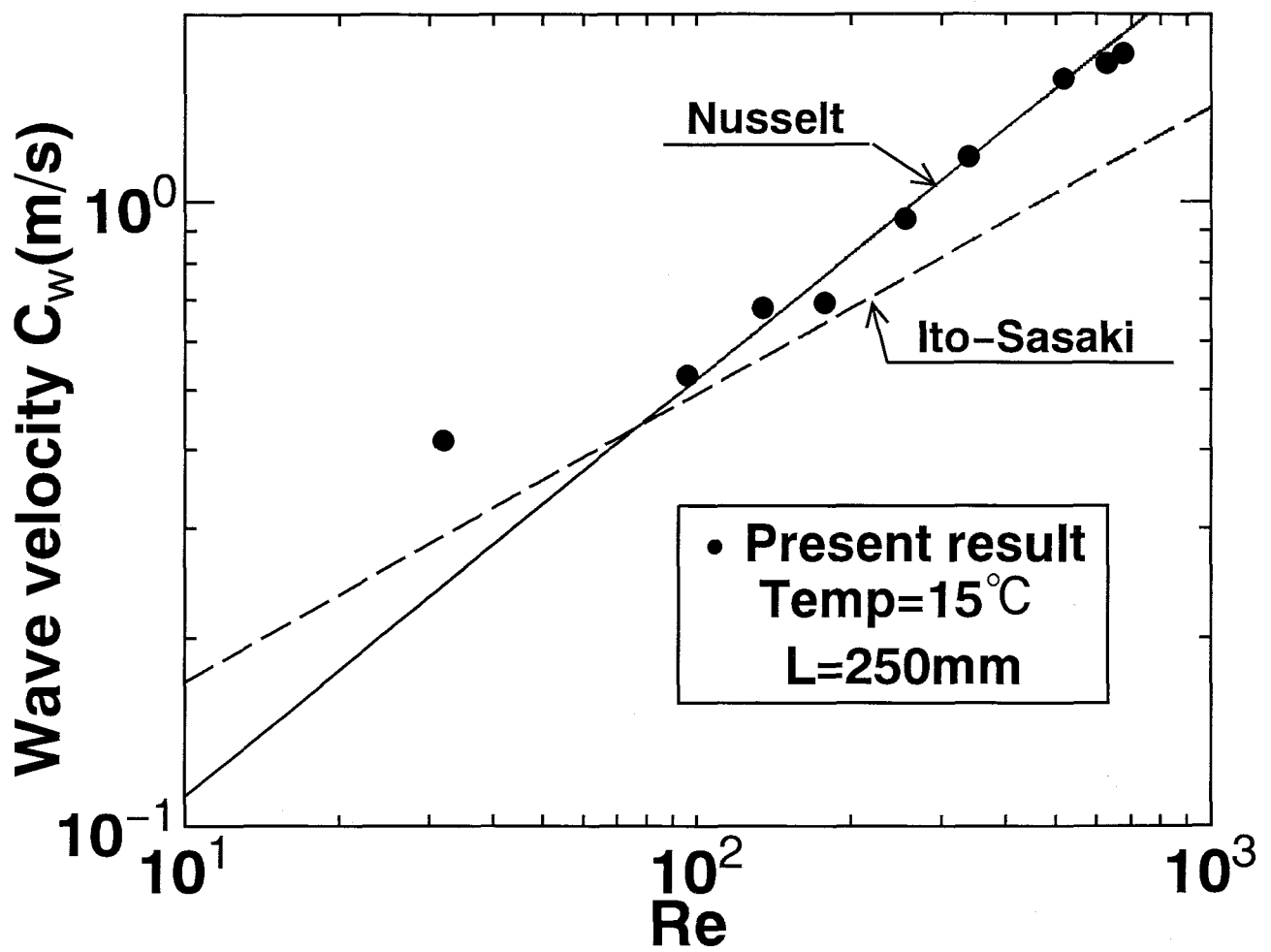


Fig. 4-3.17 Wave velocity

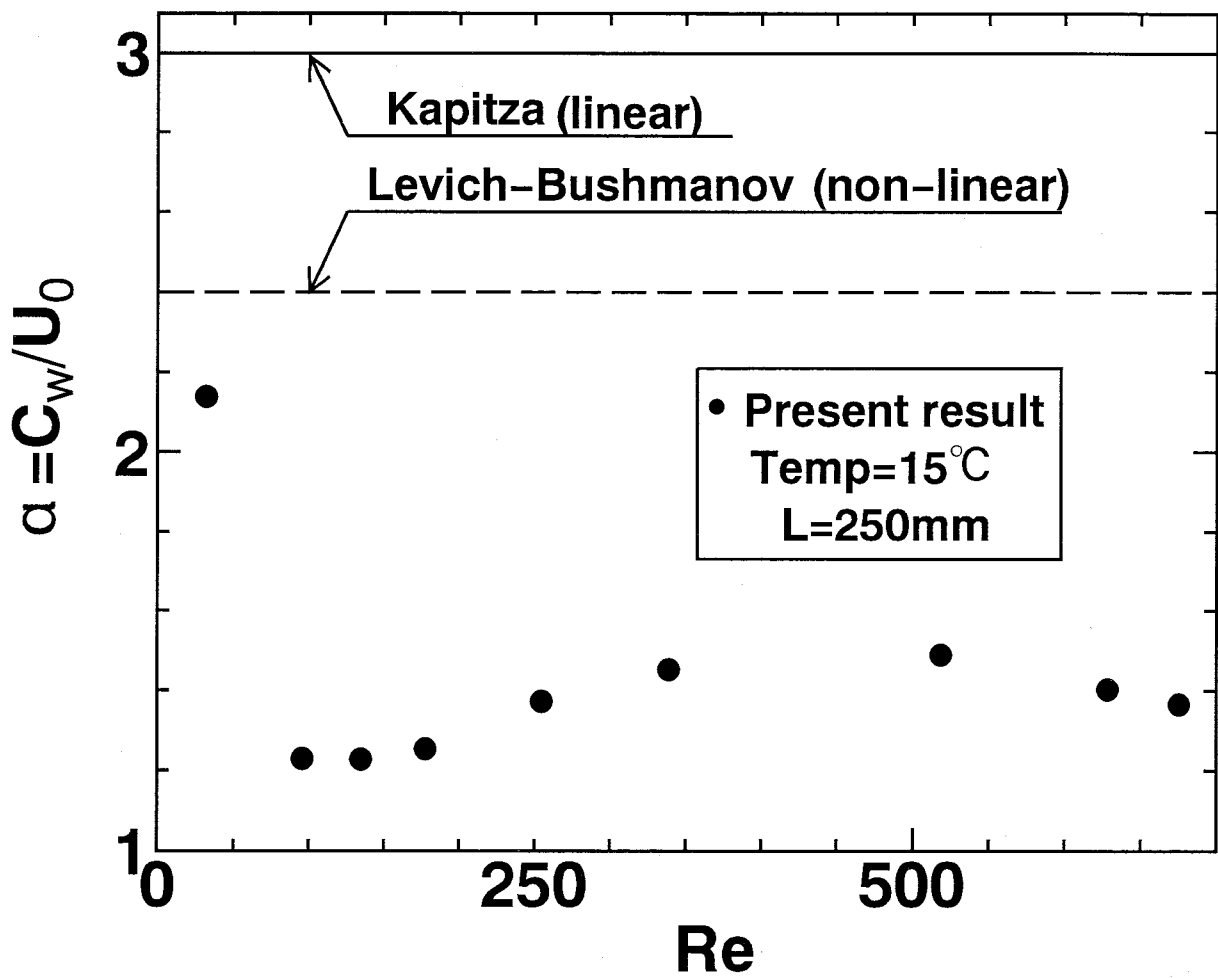


Fig. 4-3.18 Dimensionless wave velocity (C_w/U_0)

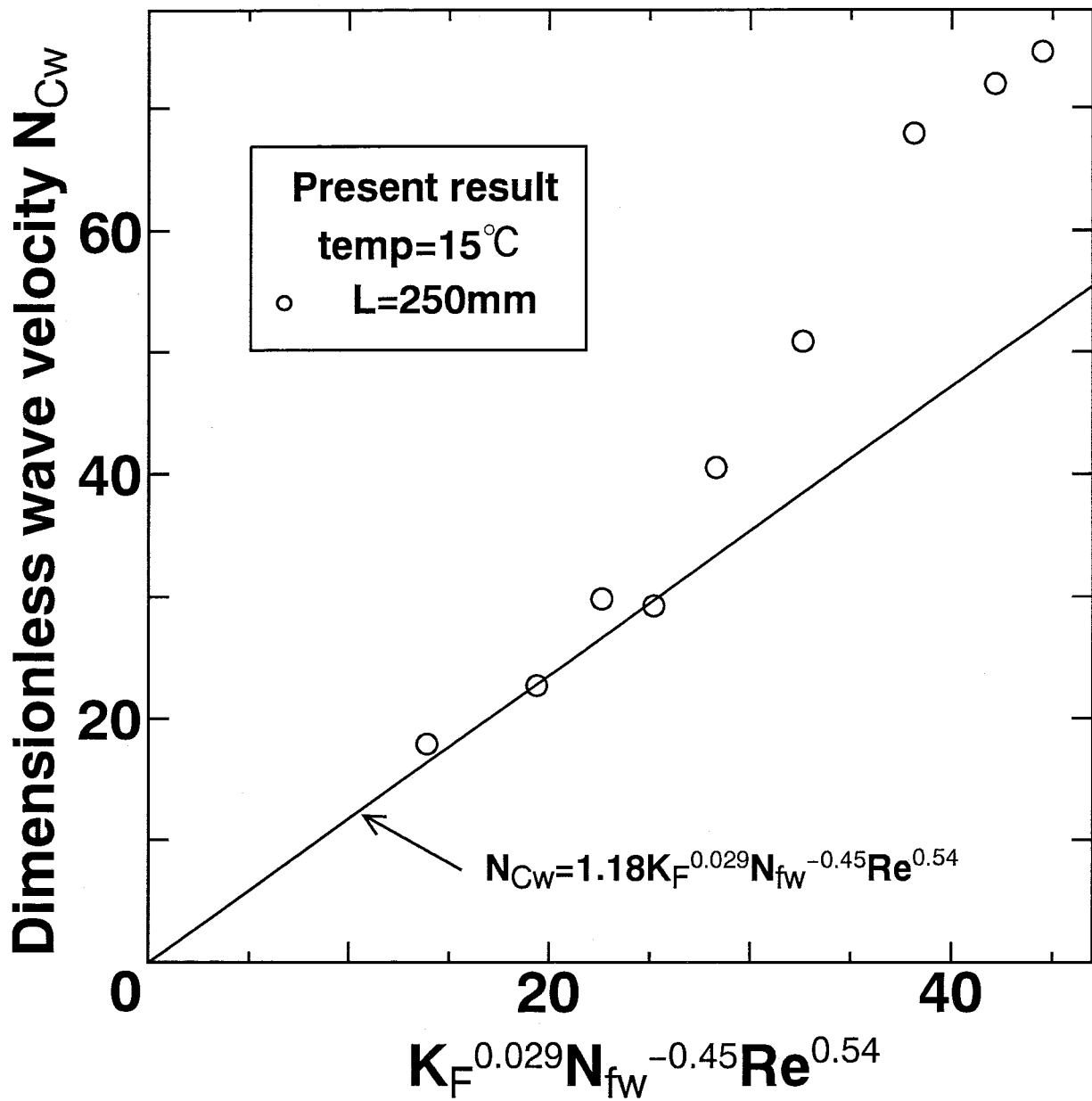


Fig. 4-3.19 Dimensionless wave velocity (Nosoko's correlation and present result)

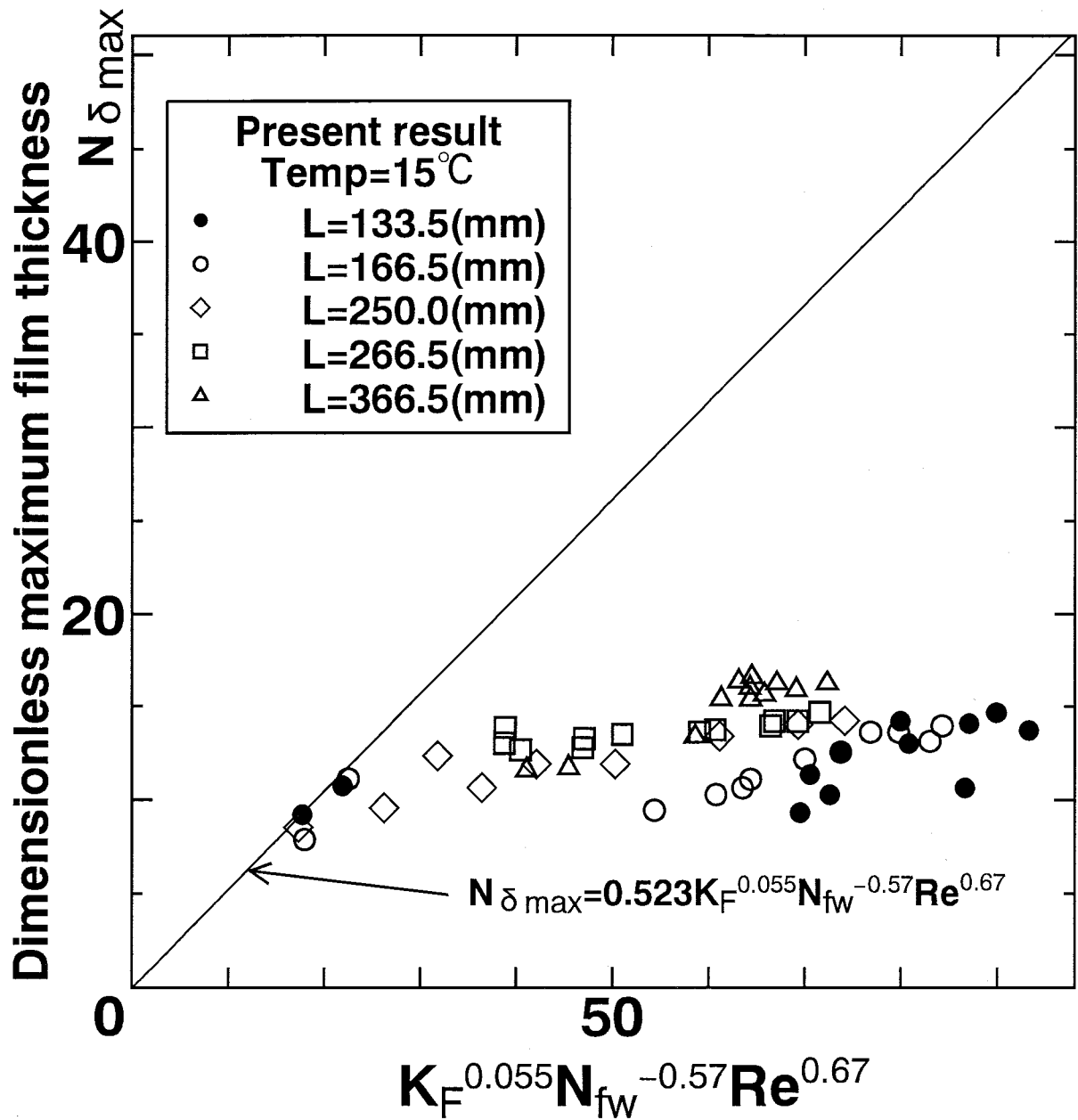


Fig. 4-3.20 Dimensionless maximum film thickness
(Nosoko's correlation and present result)

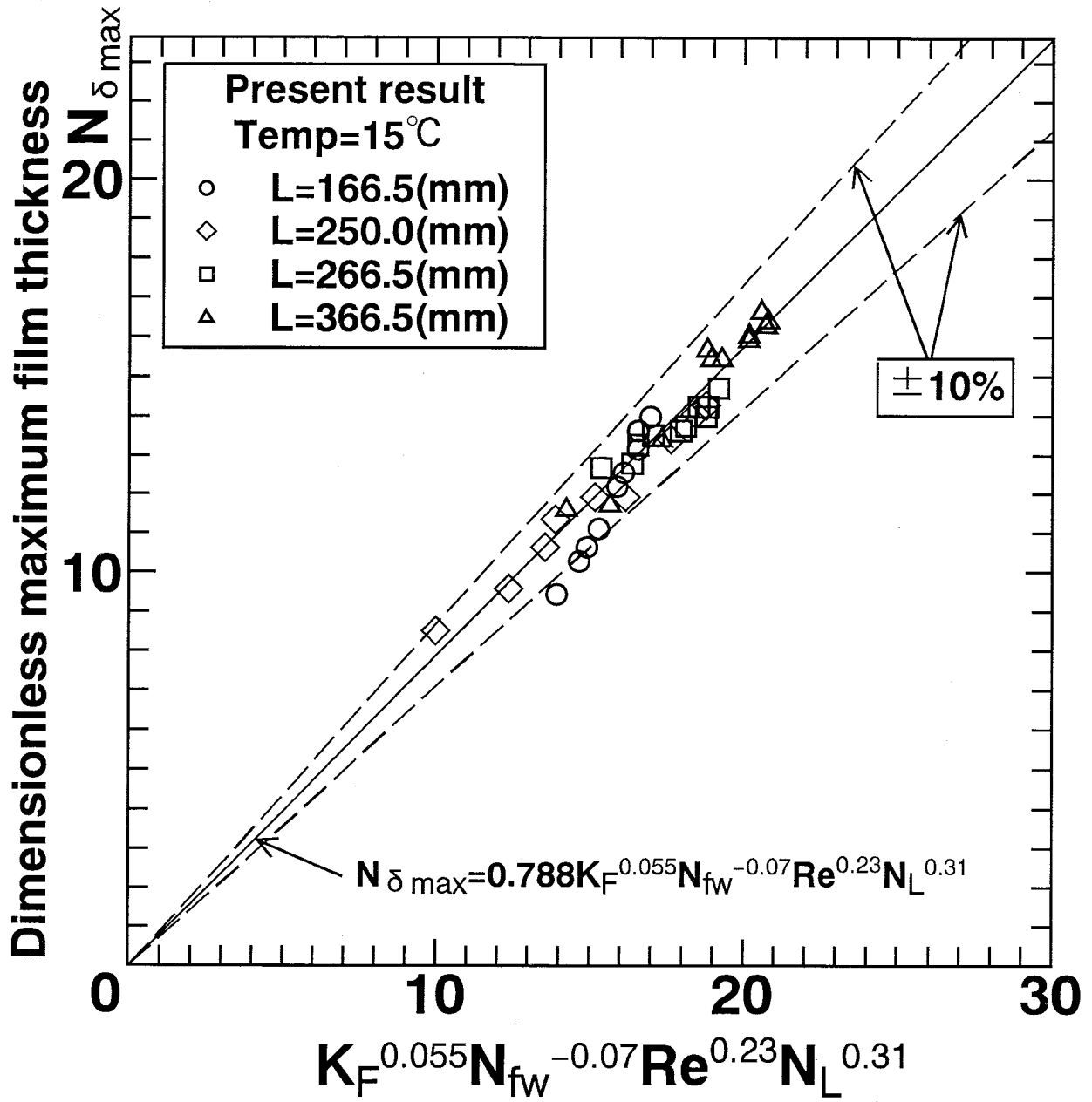


Fig. 4-3.21 Dimensionless maximum film thickness
(Equation. 4-30 and present result)

第5章 結語

本研究では液膜の流動特性を数値的に検討するためのより信頼あるデータを収集する目的で、レーザーフォーカス変位計 (LFD) を使用した液膜厚さの測定方法を提案し、その原理、方法、測定精度について検討した。また、従来よりあまり検討されてなかった助走区間における流下液膜の流動特性を LFD を使用して調査した。

これまでの検討結果をまとめると結論は以下のとおりである。

5-1 LFDによる液膜厚さの測定

1. LFD の原理、特徴および利点を検討し、本手法が液膜厚さの測定に対して有効的であることを示した。
2. LFD で透明壁面に形成される液膜を測定する際の屈折による影響を評価するため、スネルの法則からレーザー光路を予測し、実際の距離との差違から理論上の屈折誤差値、屈折補正係数を算出した。その結果、屈折の補正係数は透明壁の厚さ、屈折率及び LFD-透明壁間の距離にはよらず空気と水の屈折率のみに依存し 1.332 となった。得られた補正係数を静止液と流下液膜の測定に適用した結果、両者とも精度よく一致した。
3. 低流量条件下の液膜を測定する場合は、透明壁裏面側から測定する方が精度がよいことを LFD の測定原理と実測の結果から述べた。

5-2 鉛直壁面を流下する液膜の流動特性

1. 助走区間における流下液膜の流動特性に与える液膜流量と助走距離の影響を LFD により調べ、発達域の結果と比較した。
2. 助走距離と波周波数及び液膜流量から無次元最大波高を予測する以下の相関式を与えた。

$$N_{\delta_{max}} = 0.788 K_F^{0.055} N_{fw}^{-0.07} Re^{0.230} N_L^{0.305}$$

上式は本実験条件の助走距離 150 ～ 350mm、液膜流量 $Re=100 \sim 700$ の範囲において 10%以内の精度でよく一致した。

謝辞

本論文の作成にあたり、賞雅寛而助教授には終止暖かいご指導、御鞭撻を頂き感謝の念に耐えません。また国内外の学会へ参加する機会を頂くなど、多くの貴重かつ有益な経験をさせていただきました。重ねて謝意を表します。

近藤宏一助手には実験装置の製作、実験、データ整理、解析等、また研究活動だけではなく私生活面においても常にご指導とご助力を頂きました。深く感謝いたします。

本研究を共に遂行し、ご協力を頂きました修士1年の小林健次、学部4年生加藤友紀浩の両氏、本当にありがとうございました。

息抜き等につきあって頂いた、修士1年生の田村祥一、学部4年生の瀬津将志、また学生生活の苦楽をともにし励まし合った修士2年の山田清人、渡会正亮の諸氏に感謝いたします。そのほか数多くの方々に暖かいご援助を頂きました。

非力ながら私の論文を修めることができたのは、こうした多くの方達の支えがあったからこそであります。

最後にこれまでの有意義な学生生活を支援し社会へ出るまでの道を開いてくれた両親に感謝の意を表し、謝辞とさせていただきます。

平成9年1月31日

波津久達也

参考文献

- (1) Tells, A. S. and Dukler, A. E., *Ind. Eng. Chem. Foundam.*, 9-3, pp. 412, (1970-8)
- (2) 高浜・ほか4名, 機論, 39-327, pp. 3409, (昭 48-11)
- (3) たとえば 高浜・ほか2名, 機論(第2部), 44-386, pp. 3514, (昭 53-10)
- (4) 深野・ほか5名, 機論 B, 46-409, pp.1617, (昭 55-9)
- (5) Chu, K. J. and Dukler, A. E., *A. I. Ch. E. J.*, 20-4, pp. 695, (1974-7)
- (6) Nusselt, W., *VDI-Z*, 67-9, pp. 206, (1923-3)
- (7) Dukler, A. E. and Bergelin, O. P., *Chem. Engng. Progr., Symp. Ser.*, 48-11, pp. 557, (1952-11)
- (8) たとえば Belkin, H. H., ほか3名, *A. I. Ch. E. J.*, 5-2, pp. 245, (1959-6)
- (9) 吉岡・ほか2名, 九州大学工学集報, 44-3, PP. 299, (昭 46-6)
- (10) Brauer, H., *VDI-Forsch-h.*, 22-451, (1956)
- (11) Henstock, W. H. and T. J. Hanratty., *A. I. Ch. E. J.*, 22, pp. 990, (1976), 25, PP. 122, (1979)
- (12) 新垣・ほか3名, 化学工学論文集, 11-3, pp. 286, (1985)
- (13) 伊藤・佐々木, 機講論, 840-12, pp. 149, (昭 59)
- (14) 伊藤・佐々木, 機論 B, 52-475, pp. 1261, (昭 61)
- (15) Kapitza, P. L., *Zhur. Eksperim. Teorei. Fiz.*, 18-3,9, (1948) ; Collected Papers, pp. 662, (1964)
- (16) Levich, V. G., *Physicochemical Hydrodynamics*, pp. 683, (1962), Prentice Hall.
- (17) Nosoko, T et al., *Chemical Engineering Science*, Vol. 51, No. 5, pp. 725, (1996)